



مجلس اوسنت اللومبي

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة البصرة
دار الحكمة

تأليف
الدكتور اسعد جلال صالح
استاذ مساعد - كلية العلوم
جامعة البصرة

١٩٨٨

مقدمة
في الفيزياء النووية



٧١٢٥٠
٠٠

إهداء جامعة بغداد للدراسات والبحوث
من بغداد واستلمت يوم الجمعة ١٩٨٩.٨.٤
مركز البحوث والتقنيات

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة البصرة

جميع elliptic
 $\approx \frac{\pi a^2 b}{3}$

مقدمة

في الفيزياء النووية

INTRODUCTION TO NUCLEAR PHYSICS

تأليف

الدكتور اسعد جلال صالح
استاذ مساعد — كلية العلوم
جامعة البصرة

مستشار يوسف (الدراسات)

بسم الله الرحمن الرحيم

المقدمة

سعى العلماء ومنذ اكتشاف الالكترون إلى دراسة ومعرفة ماهية المادة، وبدأ علم الفيزياء النووية يتسع وبشكل كبير بعد اكتشاف النيوترون ومعرفة مكونات النواة وتطور الأجهزة والمعدات وظهور المعجلات والمفاعلات النووية الكبيرة. حتى أصبح اليوم من المواضيع المهمة والاساسية في مجال علوم الفيزياء والعلوم الاخرى.

ان الهدف من هذا الكتاب هو تعريف الطالب بهذا الموضوع. لذا فقد حرصت على ان تكون مادته العلمية مترابطة ومتسلسلة بشكل يسهل تتبعها وفهمها.

لقد أعد هذا الكتاب اعتماداً على مجموعة المحاضرات التي ألقاها المؤلف على طلبة الصفوف المنتهية بقسم الفيزياء بكلية العلوم — جامعة البصرة ولسنوت عديدة وبالاستعانة بالعديد من المراجع والمصادر الاجنبية المختلفة.

قسم الكتاب الى عشرة فصول وملحقين بحيث تغطي هذه المناهج التي تدرس الى طلبة الدراسات الاولى وللماراحل المنتهية. لقد تم وضع اسلوباً علمياً مبسطاً في عملية الشرح والطرح والتحليل لكي يسهل على الطالب تتبع الموضوع.

وختاماً... أود مخلصاً ان أزجي الشكر خالصاً لكل من مدّ يد العون لهذا الكتاب لكي يرى النور.

والله أسأل ان يوفقنا لما فيه خير وزدهار عراقنا العزيز وأمتنا العربية المحيطة.
ومنه العون والسداد

المؤلف

١٩٨٧

متاح للتحميل ضمن مجموعة كبيرة من المطبوعات من صفحة
مكتبتي الخاصة
على موقع ارشيف الانترنت
الرابط

https://archive.org/details/@hassan_ibrahem

المحتويات

الفصل الأول

الخواص الأساسية للنواة

١٣	1.1 المقدمة.....
	1.2 التطور التاريخي للفيزياء النووية.....
١٤	1.2.1 الوصف الذري.....
١٨	1.2.2 الوصف النووي.....
٢٥	1.3 مكونات النواة.....
	1.4 خواص النواة.....
	1.4.1 الكتلة والشحنة النووية.....
٢٦	1.4.2 حجم النواة وكثافتها.....
٢٩	1.4.3 توزيع الشحنة في النواة.....
٣٠	1.5 البرم والزخم الزاوي النووي.....
٣١	1.6 العزم المغناطيسي للنواة.....
	1.7 النواة المرآتية.....
٣٢	1.8 استقرار النوى.....

الفصل الثاني

التركيب النووي

٣٥	2.1 طاقة الربط النووية ومعدلها.....
٣٩	2.2 طاقة الفصل النووية.....
	2.3 القوة النووية.....
	2.3.1 طبيعة القوة النووية.....
٤٠	2.3.2 خواص القوة النووية.....

2.4	تفسير القوة النووية.....
2.4.1	نظرية الميزون.....
٤١	
2.5	حاجز الجهد النووي.....
٤٤	
2.6	القوة النووية بين نويتين (الديتريوم).....
٤٥	

الفصل الثالث

النماذج النووية

3.1	نموذج قطرة السائل ومعادلة الكتلة الشبه تجريبية.....
٤٩	
3.1.1	الطاقة الحجمية.....
3.1.2	الطاقة السطحية.....
٥٠	
3.1.3	طاقة كولوم.....
٥١	
3.1.5	طاقة الأزواج.....
٥٣	
3.2	نموذج القشرة.....
٥٦	
3.3	نظرية نموذج القشرة.....
٥٨	

الفصل الرابع

الانحلال الإشعاعي

4.1	المقدمة.....
4.2	النشاط الإشعاعي.....
٦٥	
4.3	الانحلال لأبسط نظير مشع.....
٦٦	
4.4	طرق توليد النظائر المشعة.....
4.4.1	القصف النووي.....
٧٠	
4.4.2	الانحلال المتعاقب.....
٧١	
4.5	تعادل النشاط الإشعاعي.....
٧٤	
4.6	المتسلسلات النشطة إشعاعياً.....
٧٧	
4.7	الوحدات الإشعاعية.....
٨٠	

الفصل الخامس أنماط الانحلال النووي

- ٨٣ 5.1 الانحلال بأنبعاث جسيمات ألفا (α)
- ٨٤ 5.2 طاقة الانحلال
- ٨٨ 5.3 طيف جسيمات ألفا
- ٩٠ 5.4 نظرية أنبعاث جسيمات ألفا
- ٩٤ 5.5 الانحلال بأنبعاث جسيمات بيتا (B)
- ٩٥ 5.6 طاقة الانحلال
- 5.7 طيف جسيمات بيتا
- ٩٧ 5.8 نظرية انحلال جسيم بيتا
- ٩٨ 5.9 النيوتريينو والنيوتريينو المضاد
- ٩٩ 5.10 الكشف عن النيوتريينو
- ١٠١ 5.11 انحلال البوزترون وعملية أسر الألكترون
- ١٠٣ 5.12 القوة (أو التعامل) الذي يشبب انحلال جسيمات بيتا
- ١٠٥ 5.13 الانحلال بأنبعاث أشعة كاما (γ)
- ١٠٦ 5.13 طيف أشعة كاما
- ١٠٧ 5.15 التحول الداخلي
- ١٠٩ 5.16 ظاهرة موسباور
- ١١٣ 5.17 أمتصاص أشعة كاما

الفصل السادس التفاعلات النووية

- ١١٥ 6.1 المقدمة
- ١١٩ 6.2 طاقة التفاعل
- ١٢٥ 6.3 المقطع العرضي
- ١٢٧ 6.4 سلوكية المقطع العرضي
- 6.5 معدل التفاعل
- ١٣٠ 6.6 نظريات التفاعلات النووية

الفصل السابع

الأنشطة النووية والمفاعلات النووية

الأنشطة النووية

١٣٥	7.1 المقدمة
١٣٦	7.2 اكتشاف الأنشطة النووية
١٣٧	7.3 أنشطة اليورانيوم بواسطة النيوترونات الحرارية
١٣٩	7.4 توزيع الطاقات لنواتج الأنشطة
١٤٢	7.5 تفسير ظاهرة الأنشطة النووية
١٤٤	7.6 تفاعل الأنشطة المتسلسل
١٤٥	7.7 بعض أنواع الأنشطة النووية
	7.7.1 الأنشطة الضوئية
	7.7.2 الأنشطة الثلاثية
	7.7.3 الأنشطة التلقائية أو الذاتية
١٤٧	7.8 عناصر ما بعد اليورانيوم
١٤٨	7.9 الاندماج النووي
١٥٠	المفاعلات النووية
١٥١	7.10 المقدمة
٢٥٢	7.11 تشغيل المفاعل
١٥٤	7.12 تسرب النيوترونات والحجم الحرج
١٥٦	7.13 استخدامات المفاعلات
	7.14 انتقال الحرارة وتوليد الطاقة
١٥٨	7.15 تحديد الوقود
١٥٩	7.16 أنواع المفاعلات
١٦٠	7.16.1 مفاعلات البحث
	7.16.2 مفاعلات إنتاج البلوتونيوم
	7.16.3 مفاعلات إنتاج الطاقة
١٦١	

الفصل الثامن

تفاعل الأشعاع مع المادة

- ١٦٣ 8.1 المقدمة
- ١٦٤ 8.2 تفاعل الجسيمات الثقيلة مع المادة
- ١٧١ 8.3 تفاعل الالكترن مع المادة
- ١٧٧ 8.4 تفاعل أشعة كاما مع المادة
- 8.4.1 تأثير الظاهرة الكهروضوئية
- ١٧٨ 8.4.2 أستطارة كومبتن
- ١٨٠ 8.4.3 أنتاج الزوج
- ١٨٥ 8.5 تفاعل النيوترون مع المادة
- ١٨٦ 8.5.1 تفاعلات النيوترونات السريعة
- 8.5.2 تفاعلات النيوترونات البطيئة

الفصل التاسع

الكواشف والمعجلات النووية

الكواشف النووية

- ١٨٩ 9.1 المقدمة
- 9.2 غرفة التأين
- ١٩٠ 9.2.1 غرفة التأين البسيطة
- ١٩١ 9.3.2 العداد المتناسب
- ١٩٣ 9.2.3 عداد كايكر مولر
- 9.3 الكواشف المرئية
- 9.3.1 غرفة السحاب
- ١٩٥ 9.3.2 غرفة الأنتشار
- 9.3.3 المستحلب النووي
- ١٩٦ 9.4 العداد الوميضي
- ١٩٨ 9.5 كواشف أشباه الموصلات
- ١٩٩ 9.6 كواشف الطاقات العالية

١٩٩	9.6.1 غرفة الفقاعة
٢٠١	9.6.2 غرفة الشرارة
٢٠٢	9.6.3 كاشف جيزنكوف

المعجلات النووية

	9.7 المقدمة
٢٠٣	9.8 معجلات الجهد المباشر
	9.8.1 معجل كوكروفت — والتن
٢٠٦	8.8.2 مولد فان دكراف
	9.9 معجلات الرنين
٢٠٨	9.9.1 السايكلوترون
	9.9.2 المعجل الخطي
٢١٠	9.10 السنكترو سايكترن
٢١١	9.10.1 الكترون سنكترون
٢١٣	9.10.2 بروتون سنكترون
	9.11 معجلات أنحدار المجال المتناوب
٢١٥	9.12 معجل الحزم المتصادمة

الفصل العاشر الجسيمات الأولية

٢١٩	10.1 المقدمة
٢٢٠	10.2 كيفية توزيع أول 32 جسيمة أولية
٢٢٤	10.3 اكتشاف الجسيمات الأولية
٢٢٩	10.4 الجسيمات الغريبة
٢٣٣	10.5 الجسيمات المضادة
٢٣٦	10.6 التفاعلات الأساسية وقوانين الحفظ
٢٣٨	10.7 قوانين الحفظ
٢٤٠	10.7.1 التماثل

٢٤٠	10.7.2 عدد الباريون
٢٤١	10.7.3 البرم النظائري
	10.7.4 الغرابة
٢٤٣	10.8 جسيمات الرنين
٢٤٥	10.9 طريقة التجميع الثماني للجسيمات
٢٤٨	10.10 ضرب المجاميع
	10.11 نموذج الكوارك
٢٥٢	10.12 خواص الكوارك الحر
٢٥٦	10.13 النماذج الأخرى للكوارك
٢٥٧	10.14 البحث عن الكوارك
	10.15 الأشعة الكونية
٢٥٨	10.16 المقدمة
٢٥٩	10.17 مصدر الأشعة الكونية
٢٦٠	10.18 الأشعاع الكوني الأولي
٢٦٢	10.19 تأثير خطوط العرض
٢٦٣	10.20 الجسيمات الثانوية

محمّد يوسف الدويهي

الفصل الاول

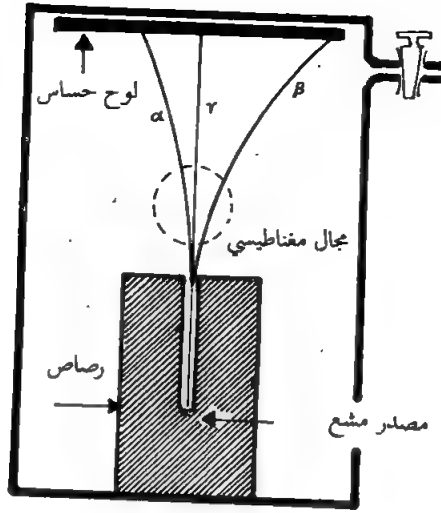
(Basic Properties of nucleus)

15

1.2 التطور التاريخي للفيزياء النووية

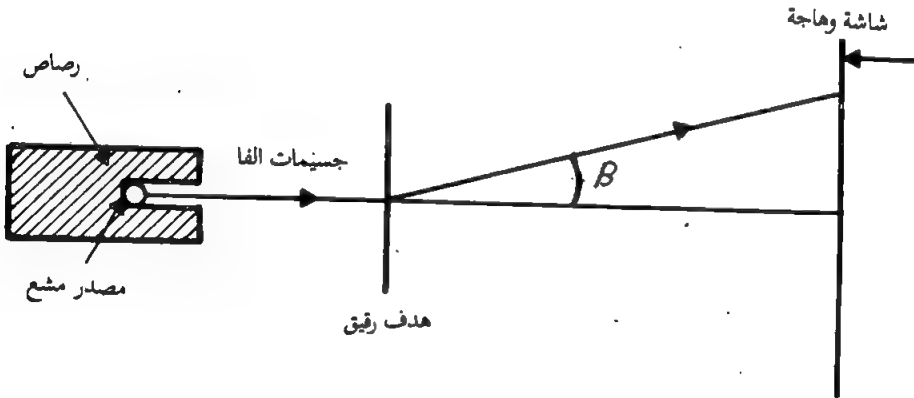
1.2.1 الوصف الذري

يمكننا القول ان نهاية القرن التاسع عشر وبداية القرن العشرين وبالتحديد السنوات العشرة الواقعة بين ١٨٩٥ - ١٩٠٥ كانت بداية حركة الفيزياء الحديثة . ففي هذه الفترة تم اكتشاف الالكترون من قبل تومسن (J.J.Thomson) . ثم حظي بكريل (Becquerel) ١٨٩٦ باكتشاف النشاط الاشعاعي الطبيعي (Natural Radioactivity) عندما لاحظ وعن طريق الصدفة اسوداد لوح التصوير الموضوع قرب معدن حيث تبين فيما بعد ان المعدن يحوي على مادة مشعة . تلاه بعد ذلك وبنجاح كل من بيار (Pierre) وماري كوري Marie Curie ١٨٩٨ وذلك بأجراء تجارب عديدة في العزل الكيميائي لمادة نشطة اشعاعياً من خاماتها وهي الراديوم . وقد تم تفسير النشاط الاشعاعي الطبيعي من قبل رذرفورد (Rutherford) ومساعديه ، اذ افترضوا ان النشاط الاشعاعي يحدث تغيراً في العينات الكيميائية . وان الحقائق التجريبية عن الاشعاع يمكن تفهمها اذا افترض ان النوى المشعة غير مستقرة وهي لذلك تنقسم بمعدل معين خاص بها مكونة بذلك نوى جديدة . ولقد درسوا بالتفصيل طبيعة الاشعاعات المنبعثة ، وتوصلوا الى وجود ثلاثة انواع من الاشعاع وذلك باستعمال المجال المغناطيسي كمحلل . كما مبين بالشكل (1-1) ، ففي الشكل (1-1) وضع مصدر الراديوم (مادة مشعة) داخل حافظة من الرصاص ذات ثقب اسطواني صغير القطر يمكننا من الحصول على حزمة ضيقة من الاشعاعات اما الاشعاعات المنبعثة في الاتجاهات الاخرى فانها تمتص من قبل مادة الرصاص ذات السمك الكافي لذلك . ولو كان بإمكاننا رؤية مسارات الاشعة داخل المجال المغناطيسي لكانت كما هو مبين بالشكل المذكور . لقد سميت الاشعة ذات الانحراف الاكبر بأشعة بيتا (β -rays) وذات الانحراف الاقل بأشعة الفا (α -rays) ، اما الاشعة التي لم تتأثر مطلقاً بالمجال المغناطيسي فقد سميت بأشعة جاما (γ -rays) . ولقد تم بعد ذلك التعرف على كل نوع من الانواع الثلاثة للاشعاع . وقد ظهر بأن اشعة بيتا هي الالكترونات (e^{\pm}) واشعة الفا هي نوى عنصر الهيليوم (${}^4_2\text{He}$) ، اما اشعة جاما فهي اشعاع كهرومغناطيسي .



الشكل (1-1) مخطط التجربة موضحاً انحراف جسيمات α , β , γ بواسطة المجال المغناطيسي

بعد ذلك اجريت تجارب اخرى كثيرة من قبل رذرفورد ومساعديه على استقطار اشعة الفا عند مرورها خلال وسط مادي وذلك لغرض التوصل لمعرفة التركيب الذري للمادة. الشكل (1-2) يوضح المخطط النموذجي لمثل هذه التجارب .



الشكل (1-2) مخطط لتجربة رذرفورد على استقطار جسيمات الفا

ويمكن تلخيص نتائج تجارب الاستطارة كما يلي :

- 1 — لقد لوحظ ان عدداً كبيراً من جسيمات الفا تمر خلال مادة الهدف دون ان تنحرف عن اتجاهها الاصيل .
- 2 — ان عدداً اقل من جسيمات الفا تنحرف انحرافاً بسيطاً عند مرورها خلال مادة الهدف .
- 3 — وعدد قليل من جسيمات الفا المنبعثة من المصدر المشع تنحرف انحرافاً كبيراً عند مرورها بمادة الهدف . ويصل هذا الانحراف احياناً الى 180° ويسمى الانحراف بهذه الزاوية بالاستطارة الخلفية .

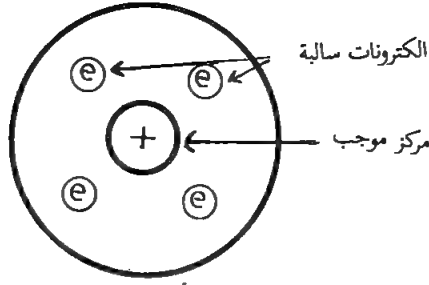
ولأجل تفسير النتائج التجريبية المذكورة اعلاه افترض رذرفورد مايلي :

- 1 — لتفسير النتيجة (1) افترض ان مادة الهدف معظمها فراغ ، لذا فإن عدداً كبيراً من جسيمات الفا تمر خلالها دون ان تنحرف عن مسارها الاصيل .
- 2 — ولتفسير استطارة بعض جسيمات الفا بشكل ملموس وحتى كبيراً في بعض الاحيان افترض رذرفورد وجود جسيم صغير وثقيل موجب الشحنة متمركز في حيز صغير من المادة تكون ابعاده في حدود 10^{-12} سم . وقد اطلق على هذا الجسيم اسم النواة (nucleus) .
- 3 — افترض رذرفورد ان المادة متعادلة الشحنة طبيعياً ، لذا فإن بقية الذرة ستكون من غيمة من الالكترونات شحنتها السالبة مساوية لشحنة النواة الموجبة .

لقد اعطينا تجربة رذرفورد لاستطارة جسيمات الفا اول تصور عن التركيب الذري للمادة ، الشكل (1-3) ، الا ان هذا التصور لايتفق مع قوانين الكهربائية الكلاسيكية . ان عدم الاتفاق ناتج عن مشكلتين تتعلقان بأستقرار الذره وهما :

(أ) ان الذرة لايمكن ان تكون في حالة توازن سكوني (Static equilibrium) تحت تأثير القوى الكولومية بين النواة والالكترونات التي حولها .

(ب) ان الذرة لايمكن ان تكون في حالة توازن حركي (Dynamic equilibrium) لان الشحنات المتحركة حسب قوانين الكهربائية



الشكل (1-3) نموذج الذرة المقترح من قبل رذرفورد

الديناميكية تشع طاقة وبذا تفقد الذرة كل طاقتها بعد فترة وجيزة من الزمن وتنفى .

ولقد حلت هذه المعضلة من قبل بور (Boher) عام ١٩١٣ عندما افترض مجموعة من الفرضيات بشأن التركيب الذري اهمها مايلي :

1 — ان الذرة تتكون من نواة موجبة الشحنة تقع في المركز تدور حولها في مدارات معينة الكثرونات سالبة ، كما في الشكل (1-4) .

2 — ان المدارات المسموحة للكثرونات للدوران فيها هي تلك التي يكون فيها الزخم الزاوي للكثرون كمياً (Quantized angular momentum) $n\hbar$. اي ان المعادلة الرياضية للزخم الزاوي للكثرون في مداره تكون

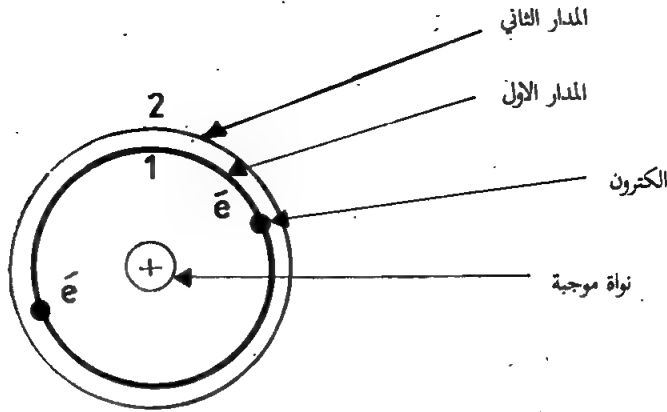
$$L(\text{Angulor momentum}) = n(\text{intger}) \times h(\text{plamk constant})/2\pi \quad (1-1)$$

حيث $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ وهو العدد الكمي الرئيسي

3 — ان الالكثرون المتحرك في مداره لايشع طاقة على الاطلاق

4 — ان الالكثرون *يمتص أو (يمتص) طاقة فقط عندما ينتقل من مدار ذي طاقة عالية (او واطئة) الى مدار ذي طاقة واطئة (او عالية)

5 — تكون طاقة الاشعاع المنبعثة (او الممتصة) عن انتقال الالكثرون من مدار طاقة E_1 الى مدار طاقة E_2 مساوية الى الفرق بين طاقتي المدارين ومساوية



الشكل (1-4) نموذج بور للتركيب الذري

في كل الاحوال الى حاصل ضرب ثابت بلانك h بتردد الاشعاع V وذلك حسب المعادلة ،

$$E_1 - E_2 = hV \quad (1-2)$$

1.2.2 الوصف النووي

(أ) فرضية الالكترون - بروتون

ان حقيقة كون بعض النوى تشع جسيمات الفا وبيتا، ادت الى الاعتقاد على ان النوى متكونة من جسيمات اولية . ولما كان أصغر جسيم موجب معروف في ذلك الوقت هو البروتون (كأساس لنواة ذرة الهيدروجين) ، فقد افترض ان النواة مكونة من بروتونات . وبذا فإن النواة التي عددها الكتلي A تكون حسب هذا الافتراض مكونة من A من البروتونات . وسباقاً مع هذا الغرض تكون شحنة النواة مساوية الى A من الشحنات الموجبة وهي بذلك لاتساوي شحنة الالكترونات السالبة المساوية الى Z مما يتعارض مع حقيقة كون الذرة متعادلة الشحنة . ولأجل حل هذه المشكلة ، افترض في حينه ان النواة تحتوي على الكترونات اضافة الى البروتونات . وان عدد الالكترونات في النواة يجب ان يكون مساوياً الى الفرق $A - Z$ لكي تصبح شحنة النواة الموجبة مساوية الى $+Z$ كما هو مطلوب . وخلاصة القول ان الذرة حسب هذه الفرضية تكون مكونة من نواة تحتوي على A من البروتونات و $A - Z$ من الالكترونات محاطة بـ Z من الالكترونات خارج النواة .

ولقد اعتقد في ذلك الوقت ان هذه الفرضية تتفق ظاهرياً مع انبعثات جسيمات الفا وبيتا من الذرة. خاصة بعد ان ثبت ان هذه الجسيمات (الفا وبيتا) تنبعث في الواقع من النواة. اذ ان وجود الكترونات في النواة يجعل من الممكن انبعثاتها عنها عند توفر ظروف معينة. كما ان جسيمات الفا يمكن ان تتكون في النواة من اتحاد اربعة بروتونات والكترونين. وعند توفر ظروف معينة تنبعث جسيمات الفا من النواة كذلك. الا انه ظهرت مشاكل لهذه الفرضية مع بعض الحقائق التجريبية مما ادى الى سقوطها والبحث عن فرضية اخرى للتركيب النووي. واهم اسباب فشل هذه الفرضية مايلي:

1 - الزخم الزاوي للنواة:

ان اكتشاف حقيقة كون النوى تملك زخماً زاوياً وعزماً مغناطيسياً كان نتيجة للدراسة التفصيلية لخطوط الطيف (Spectralines)، ان للزخم الزاوي للنواة خواص كمية مشابهة لمثلثها في حالة الالكترون. انه كمية اتجاهية تحسب قيمته من المعادلة:

$$L = \sqrt{I(I+1)}\hbar \quad (1-3)$$

حيث ان 'I هو العدد الكمي للزخم الزاوي الكلي الذي يحدد اكبر مركبة ممكنة للزخم الزاوي الكلي باتجاه معين وذلك حسب المعادلة

$$I_z = I\hbar \quad (1-4)$$

ولقد وجد تجريبياً ان قيمة I تعتمد على العدد الكتلي A للنواة وذلك وفقاً

لما يلي:

اي ان

اذا كان A عدداً زوجياً عندئذ يكون I صفراً أو عدداً صحيحاً $I = 0, 1, 2, 3, \dots$ ؛
واذا كان A عدداً فردياً عندئذ يكون I عدداً فردياً مضروباً بنصف.

$$I = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$$

اي ان

ان لكل من البروتون والالكترون برماً (Spin) مساوياً الى نصف 1/2.

وحسب قوانين جمع الزخوم الزاوية لجسيمات عديدة يملك كل منها زخماً زاوياً مقداره $1/2$ عدد صحيح، يكون الزخم الزاوي الكلي مساوياً لـ $1/2 \times$ عدد فردي $\times (h/2\pi)$ عندما يكون عدد للجسيمات فردياً. ويكون مساوياً لعدد صحيح $\times h/2\pi$ عندما يكون عدد الجسيمات زوجياً. لنأخذ الآن مثلاً نثبت فيه الزخم الزاوي المحسوب لنواة معينة حسب القوانين المعروفة مفترضين ان النواة مكونة من بروتونات والكترونات ومقارنة بالنتائج التجريبية.

لنأخذ النواة N^{14} ، فحسب فرضية الالكترون — بروتون تتكون هذه النواة من 14 بروتوناً و 7 الكترونات وبذا فأن العدد الكلي للجسيمات في النواة يساوي 21 جسيماً. أي ان العدد الكلي للجسيمات المكونة للنواة عدد فردي. وبذا فان الزخم الزاوي الكلي المتوقع لهذه النواة هو $1/2 \times$ عدد فردي $\times h/2\pi$. الا ان الزخم الزاوي المقاس تجريبياً لهذه النواة هو عدد صحيح $\times h/2\pi$. أي ان النتائج التجريبية لا تتفق مع فرضية الالكترون — بروتون. وكذلك الحال مع الزخوم الزاوية للكثير من النوى:

2 — العزم المغناطيسي النووي:

ان ظهور عدم التطابق لقيم العزم المغناطيسي للبروتونات والالكترونات وذلك من خلال دراسة النتائج التجريبية جاءت حجة اخرى ضد وجود الالكترون في النواة. فقد تم احتساب العزم المغناطيسي للالكترون من المعادلة التالية:

$$U_e = n \frac{e\hbar}{2m} \dots\dots\dots (1-5)$$

(سوف نتطرق بصورة اكثر تفصيلية الى العزم المغناطيسي عند دراستنا للعزم المغناطيسي الثنائي خلال هذا الفصل).

حيث سميت الكمية $e\hbar/2m$ بمكتون بور (Bohr Magneton) ويرمز لها عادة بالرمز U_B . (المكتون = وحدة العزم المغناطيسي)

$$U_B = \frac{e\hbar}{2m} = 0.92 \times 10^{-20} \text{ erg/gauss} \dots\dots\dots (1-6)$$

وعلى الشاكلة نفسها يعرف المكنتون النووي (Nuclear Magneton) والذي يرمز له بالرمز U_N بالكمية التالية :

$$U_N = \frac{eh}{2M} = 0.505 \times 10^{-23} \text{ erg/gauss} \dots\dots\dots (1-7)$$

حيث تمثل M كتلة البروتون ، وبذلك يكون العزم المغناطيسي للبروتون مساوياً تقريباً الى بضع مرات من U_N . وان القيمة المقاسة له هي 2.7928 مكنتون نووي .

وبعد ان عرفنا مما جاء اعلاه العزم المغناطيسي للألكترون وللبروتون يجدر بنا ان نذكر الحقائق التجريبية لكل منهما ، لقد اثبتت النتائج التجريبية لعدد كبير من النوى ان العزم المغناطيسي النووي لايتجاوز قيمته $5U_N$. فلو كانت النوى تحوي الكترونات جقاً لوجب ان يكون للعزم المغناطيسي النووي قيمة مقاربة الى U_B وليس حوالي الف مرة اقل من U_B كما يظهر من المعادلتين (1-6) ، (1-7) . ان هذه النتيجة التجريبية تشكل حجة اخرى ضد وجود الالكترونات في النواة .

3 — حجة الميكانيك الكمي :—

لنفرض امكانية وجود الكترون في النواة . ولنستخدم قوانين الميكانيك الكمي لحساب طاقة هذا الالكترون ثم نناقش على هذا الاساس احتمالية وجود الكترون في النواة .

ان قاعدة اللاتحديد (Uncertainty principle) (هايزنبرك) التي تمثل احد البديهيات الاساسية في الميكانيك الكمي تنص على ان

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq h \dots\dots\dots (1-8)$$

اي ان حاصل ضرب اللادقة في تحديد موقع الجسم واللا دقة في تحديد زخمه يكون مساوياً او اكبر من h . لنطبق هذه القاعدة على الكترون في النواة . في هذه الحالة تكون اكبر قيمة Δx مساوية لنصف قطر النواة R الذي يكون تقريباً مساوياً الى $2 \times 10^{-12} \text{ cm}$. ولذا فان اصغر قيمة الى Δp ستكون مساوية الى :

$$\Delta P \sim \frac{h}{\Delta x} = \frac{6.6 \times 10^{-27}}{2 \times 10^{-12}} = 3.3 \times 10^{-15} \text{ erg-sec/cm.}$$

وعلى أسوأ احتمال تمثل ΔP اقل قيمة للزخم الالكتروني داخل النواة. اما عن طاقة هذا الالكترون. فمن المعروف انه يمكن حساب الطاقة الكلية لجسيم بأستخدام العلاقة النسبية التي تربط بين طاقته الكلية وزخمه

$$E^2 = P^2 c^2 + m_0^2 c^4 \quad \dots\dots\dots (1-9)$$

وعند تطبيق ذلك على الالكترون يمكن حساب اقل طاقة للالكترون الموجود داخل النواة والتي تساوي:

$$E \simeq 60 \text{ MeV}$$

وعلى هذا وحسب النتيجة اعلاه، تكون طاقة الكترون طليق محصور في حيز من الفراغ بصغر النواة، مساوياً تقريباً الى 60 مليون الكترون فولت (MeV)، وبذا تكون سرعته في حدود 0.999 من سرعة الضوء.

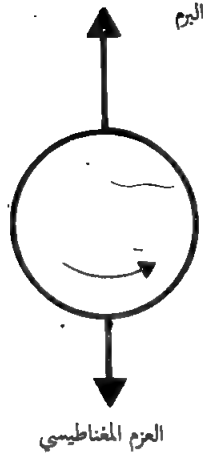
ان النتائج التجريبية التي اجريت لقياس طاقة الالكترونات المنبعثة من المواد المشعة اثبتت ان طاقة الالكترون المنبعث من النواة لا تتجاوز في معظم الاحوال (4MeV). ولذا فأن طاقة الالكترون المقاسة تجريبياً لا تتفق مطلقاً بل وتختلف اختلافاً كبيراً عن الطاقة المحسوبة له في حالة وجوده في حيز صغير كالنواة. وعلى الرغم من ان الحسابات التي اجريت اعلاه هي تقريبية، فأن الحسابات الدقيقة اعطت نتائج مشابهة. فيكون من غير المحتمل ان تحوي النواة الكترونات طليقة. ان الحجة المذكورة اعلاه تنطبق على حالة وجود البروتون في النواة. اذ ان كتلة البروتون اكبر حوالي 1840 مرة من كتلة الالكترون وهذا يؤدي الى ان طاقة البروتون الموجود في النواة والمحسوبة على نفس الاساس السابق بالنسبة للالكترون ستكون حوالي 940MeV. ان هذه القيمة تزيد بقليل على كتلة السكون للبروتون التي هي حوالي 938MeV. اذن فأن الطاقة الحركية للبروتون في النواة هي صغيرة جداً اي ان البروتون في النواة هو جسيم غير نسبي ولذا فأن بإمكان النواة احتواء بروتون طليق.

(ب) اكتشاف النيوترون

أن فشل فرضية الإلكترون — بروتون كان أساساً بسبب خواص الإلكترون الطليق. لذا فقد افترض، تخلصاً من هذا الفشل، أن الإلكترون الموجود في النواة ليس طليقاً وإنما مرتبط (bound) بشحنة موجبة (البروتون)، وبذا فهو لا يملك وجوداً مستقلاً في النواة كما افترض سابقاً. أن أحد الافتراضات بهذا الشأن والتي أوردها رذرفورد في أوائل 1920، هو أن الإلكترون والبروتون في النواة قد يكونا مرتبطين بشدة بحيث يكونان جسيماً متعادلاً الشحنة. وقد سمي هذا الجسيم الذي كان خيالياً في ذلك الوقت بالنيوترون.

وعلى هذا الأساس فقد أجريت تجارب عديدة للكشف عن هذا الجسيم المتعادل أو النيوترون. وأخيراً وفي سنة 1932، أعلن جادويك (Chadwick) عن اكتشافه للنيوترون وذلك كنتيجة لتجارب عديدة استخدمت فيها جسيمات ألفا المنبعثة من مادة البولونيوم $^{209}\text{Po}_{84}$ لقذف هدف من مادة البيريليوم $^9\text{Be}_4$. فلقد حصل نتيجة القذف انبعاث اشعاع شديد النفاذية متعادل الشحنة مكون من جسيمات كتلتها مساوية تقريباً لكتلة البروتون. ولقد سمي هذا الجسيم بالنيوترون. أن الكتلة المقاسة للنيوترون هي 1.00898 وحدة الكتلة الذرية (amu). (لذا فهو أثقل بقليل من البروتون الذي كتلته تساوي 1.00758 وحدة الكتلة الذرية) كذلك فإن برمة مساوي إلى $1/2$ ، كما هو الحال بالنسبة للبروتون والإلكترون. أن كون برم النيوترون يساوي $1/2$ يتعارض مع فرضية كونه مكوناً من ارتباط بروتون مع إلكترون في النواة. إذ لو كان هذا صحيحاً لوجب أن يكون برم النيوترون عندئذٍ إما صفراً أو واحداً.

أن النيوترونات، كما عرفنا سابقاً، هي جسيمات متعادلة الشحنة وهذا يعني أنه لا يمكن لها امتلاك خواصاً مغناطيسية لأن المجال المغناطيسي، كما هو معروف، يتولد من حركة الشحنات الكهربائية. ومع ذلك فقد وجد تجريبياً أن للنيوترون عزماً مغناطيسياً مساوياً إلى (-1.9128) مكتنون نووي. وتدل العلامة السالبة على أن العزم هو بالاتجاه المتوقع لشحنة سالبة. أو بتعبير أدق باتجاه معاكس لاتجاه البرم كما في (شكل 5-1). ويعود هذا إلى ما يسمى بالتأثيرات الميزونية.



الشكل (1-5) يوضح اتجاه البرم والعزم المغناطيسي

حيث من الممكن تصور النيوترون مكوناً معظم الوقت من لب موجب مربوط بشدة الى ميزون سالب (برم الميزون = صفر) .

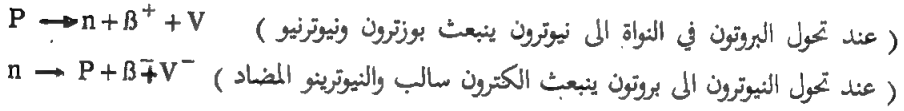
(ج) فرضية البروتون — نيوترون :

ان اكتشاف جادويك للنيوترون سنة 1932، جعل هايزنبرك (Heisenberg) يقترح نموذج البروتون — نيوترون لتركيب النواة. وبناء على هذه الفرضية يكون عدة الجسيمات الكلي الموجودة في النواة (عدد البروتونات + عدد النيوترونات) مساوياً الى العدد الكتلي A . ويكون عدد البروتونات مساوياً لعدد الشحنات السالبة المحيطة بالنواة Z . اما عدد النيوترونات في النواة فهو $N = A - Z$.

ان الحجج التي ذكرت سابقاً والتي ادت الى سقوط فرضية الالكترن — بروتون لانتشكل عائقاً بالنسبة لفرضية البروتون — نيوترون. فمثلاً في حالة النواة ${}^{14}_7\text{N}$ يكون عدد البروتونات 7 وعدد النيوترونات 7 والعدد الكلي للجسيمات الموجودة في النواة 14 وجميعها لها برم مساوياً لـ $1/2$. لذا فإن البرم المتوقع لهذه النواة سيكون عدداً صحيحاً $\times h/2\pi$. وهذا يتفق مع القيمة المقاسة تجريبياً. اما بالنسبة للحجة المتعلقة بالعزم المغناطيسي والتي استخدمت ضد فكرة جود الالكترن في النواة، فإنه لا يمكن استخدامها ضد وجود النيوترون في النواة،

وذلك لان العزم المغناطيسي المقاس للنيوترون مقارب لذلك المقاس للبروتون ، اي في حدود قيمة المكنون النووي وبذا فهو يَقل كثيراً عن مكنون بور . واخيراً ، ولما كانت كتلة النيوترون مقارنة لكتلة البروتون . فأن الحجة التي استخدمت لاثبات وجود البروتون في النواة تصح كذلك بالنسبة للنيوترون .

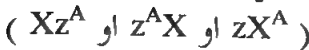
ان فرضية البروتون — نيوترون جاءت لتتفق بصورة دقيقة مع ظاهرة النشاط الاشعاعي الطبيعي (مثل انبعاث اشعاعات كاما واشعاعات الفا) والتي سوف نتكلم عنها في الفصول القادمة . ففي حالة انبعاث اشعاعات بيتا ، مثلاً ، يكون انبعاث الالكترونات او البوزترونات في النواة وذلك عندما يتحول النيوترون الى بروتون او بالعكس ، كما في المعادلات التالية :



اما في حالة انبعاث اشعاعات الفا فأن جسيمات الفا تتولد من اتحاد بروتونين ونيوترونين ، وقد يحدث هذا الاتحاد قبل انبعاث هذه الجسيمات بوقت طويل او يحدث الاتحاد في وقت الانبعاث . لذا فمن الممكن القول الان بأن فرضية البروتون ونيوترون هي من الفرضيات المسلم بها اليوم .

1.3 مكونات النواة

تحتوي نواة اية ذرة على نوعين من الجسيمات هي البروتونات والنيوترونات ، ويطلق على كل من البروتون او النيوترون بصورة منفردة بالنوية (نكليون — Nucleon) . ان عدد البروتونات والنيوترونات (النويات) (nucleons) في النواة يتمثل بالعدد الكلي (A) ، وان عدد البروتونات — كما اوضحنا سابقاً — يتمثل بالعدد الذري (Z) . اما عدد النيوترونات (N) فهو يمثل الفرق بين (A - Z) ، $A = Z + N$. لذا يمكن تمثيل النواة بأي زوج من هذه الاعداد الثلاثة (A, Z, N) ، فمثلاً ، ان اي عنصر X يمكن كتابته على النحو التالي :



1.4 خواص النواة

1.4.1 الكتلة والشحنة النووية

لما كانت النواة مكونة من Z من البروتونات و N من النيوترونات ، لذا فإن كتلتها ستكون تقريباً مساوية الى :

$$M \approx ZM_p + NM_n \quad \text{.....(1-10)}$$

حيث M_p كتلة البروتون و M_n كتلة النيوترون و M كتلة النواة الحقيقية او المقاسة بواسطة جهاز المطياف الكتلي . تقاس كتلة النواة او بالاحرى كتل مكونات النواة (النويات) بوحدات الكتلة الذرية [atomic mass Units – (amu)] وان كل $(1 \text{ amu} = 931.14 \text{ MeV})$.

ان اشارة التقريب (\approx) تدل على ان هناك فرقاً بين كتلة النواة ومجموع كتل مكوناتها في الحالة الطليقة ، حيث يطلق على هذا الفرق او النقص بطاقة الربط النووية (Nuclear binding energy) او العيب الكتلي Mass defect والذي يرمز له بالرمز Δ وهو عبارة عن الفرق بين الكتلة النووية M للنظير وبين العدد الكتلي A اي ان $\Delta = M - A$. وسوف نتطرق لهذا الموضوع في نهاية هذا الفصل . اما بالنسبة لشحنة النواة فهي تساوي شحنة البروتونات Z الموجودة فيها على اعتبار ان النيوترونات متعادلة الشحنة . وبما انه البروتون له شحنة مساوية الى $(+1e)$ ، فتكون شحنة نواة ذرة الهيدروجين مثلاً مساوية الى $(+Ze)$.

1.4.2 حجم النواة وكثافتها :

ان حجم النواة حوالي 10^{-12} cm وهو اصغر بكثير من حجم الذرة 10^{-8} cm ، وفي حين يكون حجم الذرة تقريباً ثابتاً يتغير حجم النواة تبعاً لعدد النويات الموجودة فيها . ويعرف نصف قطر النواة R بأشكال مختلفة تبعاً للطرق التجريبية المستخدمة لقياسه ففي الطريقة التي تستخدم استطرارة جسيمات الفا عن النواة كوسيلة لقياس نصف قطر النواة ، تؤخذ اقرب مسافة من النواة في التصادم الرئيسي كمقياس تقريبي لنصف قطر النواة . اما في الطريقة التي تستخدم الذرة

الميزونية لقياس نصف قطر النواة، فيؤخذ نصف قطر المدار الذري K كمقياس تقريبي لنصف القطر. وسوف نكتفي فيما يلي بشرح طريقة قياس نصف قطر النواة بواسطة استطرارة الجسيمات المقذوفة عليها.

هناك شرط اساسي يجب ان يتوفر عند دراسة حجم النواة وشكلها وذلك باستخدام استطرارة الجسيمات المقذوفة عليها. وهو ان يكون طول موجة الجسيم المقذوف اصغر او في حدود حجم النواة. لذا فإن الجسيمات المقذوفة يجب ان تكون طاقتها اعلى من مقدار معين يحدد بالعلاقة:

$$\lambda \approx R \approx h/p \quad \dots\dots\dots(1-11)$$

حيث يمثل (P) زخم الجسيم المقذوف و λ طول موجته.

لقد استخدمت في مثل هذه الدراسة جسيمات عديدة مثل جسيمات الفا، البروتون، النيوترون والالكترون. في حالة استطرارة جسيمات الفا على النواة اخذت اقرب مسافة من النواة (D) في حالة التصادم الرأسي كمقياس لأكبر قيمة لنصف قطر النواة. ان اقرب مسافة من النواة (D) تحدد بطاقة معينة لجسيمات الفا والتي تسمى « بالطاقة الحرجة » حيث لايصح قانون كولوم للاستطرارة بعد هذه الطاقة وتبدأ تأثيرات القوة النووية بالظهور. وبأستخدام قانون حفظ الطاقة، مهملين ارتداد النواة، نحصل على:

$$E_i = E_f \quad \dots\dots\dots(1-12)$$

حيث الطاقة النهائية E_f والطاقة الابتدائية E_i

$$E_i = K_i + P_i, \quad E_f = K_f + P_f \quad \text{او:}$$

حيث ان P, K تمثل الطاقة الحركية والطاقة الكامنة لجسيمات الفا على التوالي، لذا فإن:

$$K_i + P_i = K_f + P_f \quad \dots\dots\dots(1-13)$$

فإذا كان جسيم الفا بعيداً عن النواة فإن طاقته الحركية تكون فقط $T \propto$. وعندما يدنو الى اقرب مايمكن من النواة في التصادم الرأسي فإنه يمتلك عند تلك النقطة طاقة كامنة P_f فقط. لذا فإن.

$$T \propto = P_f = 2eZe/D \quad \dots\dots\dots(1-14)$$

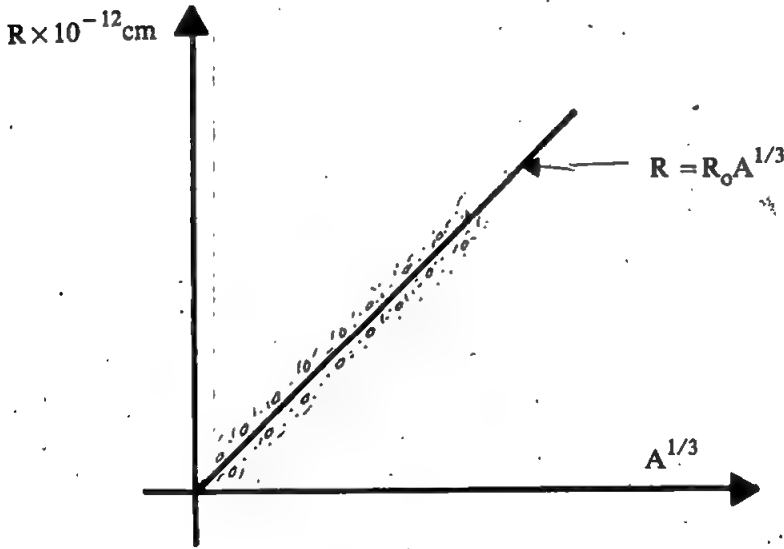
حيث $2e$ شحنة جسيم الفا و Ze شحنة النواة .

اذن

$$D = 2Ze^2/T \propto \dots\dots\dots(1-15)$$

كما اجريت تجارب عديدة هي اكثر دقة وذلك باستخدام استقطارة جسيمات نووية كالبروتونات او النيوترونات ، وتعتبر استقطارة البروتونات الساقطة على مواد مختلفة افضل طريقة لتعين نصف قطر النواة . الشكل (1-6) يوضح العلاقة الناتجة عن هذه التجربة ، وهو ان افضل تقريب لنصف قطر النواة يمكن التعبير عنه بالمعادلة التي اشتقت كأفضل خط مستقيم مرسوم لهذه النتائج .

$$R = R_0 A^{1/3} \dots\dots\dots(1-16)$$



الشكل (1-6) يوضح العلاقة بين نصف القطر R ، A

حيث ان R_0 يسمى بثابت نصف القطر ويأخذ القيم التالية معتمداً على طبيعة الجسيمة الساقطة . فإذا كان الجسيم الساقط هو الفا فان قيمة R_0 هي 1.4×10^{-13} cm ، اما اذا كان الجسيم الساقط هو الكترون فان قيمة R_0 هي 1.2×10^{-13} cm .

من الممكن حساب قيمة نصف القطر بوحدة الفيرمي (F)(Fermi) حيث $(1F = 10^{-13} \text{cm})$

وعليه فإذا كانت النواة على شكل كرة مكونة من A من الجسيمات الصلبة فيمكن ان نحصل ومن المعادلة (1-16) على حجم النواة

$$V = \frac{4}{3} \pi R_0^3 A \quad \dots\dots\dots(1-17)$$

بما ان $\frac{4}{3} \pi R_0^3$ قيمة ثابتة فإن حجم النواة يتناسب طردياً مع العدد الكتلي A ($V \propto A$) ولما كانت الكتلة التقريبية للنواة هي A/N_0 (N_0 عدد افوكادرو) ، فإن الكثافة النووية تكون على وجه التقريب مساوية الى :

$$\rho = \frac{1}{\frac{4}{3} \pi R_0^3 N_0} \simeq 10^{14} \text{ gm/cm}^3 \dots\dots\dots(1-18)$$

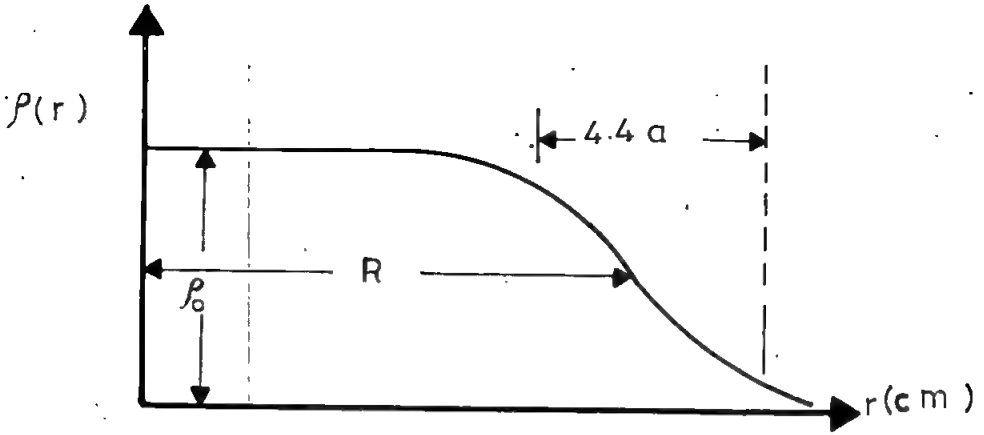
وتظهر هذه الحسابات البسيطة ان النواة عبارة عن وسط كثيف جداً وان المادة النووية غير قابلة للكبس .

1.4.3 توزيع الشحنة في النواة :

لقد اظهرت التجارب الدقيقة التي اجريت من قبل هوفستادر (Hofstadler) واخرين في عام (1953) على ان كثافة الشحنة النووية لا تنتهي قطعياً عند نصف القطر R . ولكن يتميز تغيرها بالطابع المعطى بالشكل (1-7) . ولقد افترض هوفستادر ان هذه الكثافة تتغير عبر النواة حسب العلاقة :

$$\left(\frac{\rho}{r}\right) = \frac{\rho_0}{1 + e \times p[(r - R)/a]} \quad \dots\dots\dots(1-19)$$

حيث ان ρ_0 تمثل كثافة النويات بالقرب من منتصف النواة وتساوي تقريباً $1.65 \times 10^{14} \text{ nucleus/m}^3$ أو تساوي 0.165 nucleus/F . كذلك فإن R يمثل نصف القطر الذي تهبط فيه كثافة النويات بمعدل 50 بالمائة من المنتصف . a تمثل سمك سطح النواة وتساوي تقريباً (0.55 F) .



الشكل (1-7) تغير كثافة الشحنة النووية عبر النواة

1.5 البرم والزخم الزاوي النووي

(Spin and nuclear angular momentum)

لتفسير التركيب الدقيق للخطوط الظاهرة في متسلسلات الطيف لنوى بعض العناصر، وضع باولي فرضيته القائلة بأن نواة الذرة تبرم حول محور لها، وهذا البرم ناتج عن برم مكوناتها. حيث تملك البروتونات والنيوترونات برماً ذاتياً (intrinsic spin) له نفس العدد الكمي للالكترون (1/2) وبرم الزخم الزاوي (spin angular momentum) مساوٍ إلى $\sqrt{1/2(1/2 + 1)}\hbar = \sqrt{3/2}\hbar$ ونتيجة لهذا البرم يتولد زخم زاوي للنواة (I) وهو كذلك عبارة عن مجموع زخوم مكوناتها. ان قيمة الزخم الزاوي تتمثل بالمعادلة:

$$I = \sqrt{i(i + 1)} \hbar$$

حيث \hbar ثابت بلانك ويساوي $h/2\pi$ ، i عبارة عن مجموع الاعداد الكمية النووية والتي تسمى بالبرم النووي. ان قيم i اما ان تكون اعداداً صحيحة او مضاعفات النصف الفردية، ووجد بالتجربة ان قيم i للعناصر او النظائر التي عددها الذري زوجي او فردياً وعددها الكتلي (A) فردياً يكون احد مضاعفات النصف الفردية ($i = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$) اما للعناصر او النظائر التي عددها الذري فردياً وعددها

الكتلي (A) زوجي تكون قيمة (i) اما صفراً او عدداً صحيحاً (i) $. = 0,1,2,3,4,...$

(1.6) العزم المغناطيسي للنواة (Magnetic moment of nucleus)

كلنا نعلم ان في الاطياف الذرية، تقاس العزوم المغناطيسية للذرات بوحدات مكينتون بور U_B الذي يعرف بالعزم المغناطيسي المرافق للالكترون في حركته المدارية والذي يمتلك زخماً زاوياً قدره (\hbar) . ان مقدار U_B تحسب من المعادلة:

$$U_B = \frac{e\hbar}{2m_e C} = 0.927 \times 10^{-23} \text{ joule/weber/m}^2 \dots\dots (1-20)$$

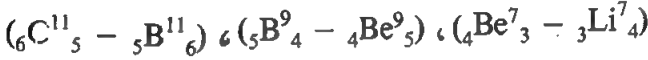
اما في حالة النواة، فأن حركة النويات داخل النواة سوف تولد عزوماً مغناطيسية نووية. والاكثر من هذا، اذا فرضنا ان توزيع الشحنة النووية متماثل كروياً، فالنواة سوف تولد عزماً ثنائياً القطب فقط. ان العزوم المغناطيسية U_N تقاس بوحدات المكينتون النووي U_N والذي يعرف بالمعادلة

$$U_N = \frac{e\hbar}{2m_p C} = \frac{U_B}{1836} = 5.05 \times 10^{-27} \text{ j/W/m}^2 \dots\dots (1-21)$$

حيث m_p كتلة البروتون التي تساوي 1836 مرة بقدر كتلة الالكترون. ان الاشارة الموجبة تعني ان اتجاه العزم المغناطيسي للنواة يكون في نفس اتجاه برم النواة. اما الاشارة السالبة فتعني ان اتجاه العزم المغناطيسي للنواة يكون في اتجاه معاكس للبرم. لقد وجد عملياً فأن العزم المغناطيسي للبروتون مساوٍ الى $U_N = +2.79276 U_N$ وليس مكينتون نووي واحد كما كان متوقعاً، وهذا يعني ان توزيع الشحنة للبروتونات غير منتظمة. اما بالنسبة للنيوترون فأن العزم المغناطيسي له مساوٍ الى $U_N = -1.91315 U_N$. وهذا يعني كذلك ان توزيع الشحنة للنيوترونات غير منتظمة

1.7 النوى المرآتية Mirror Nuclei

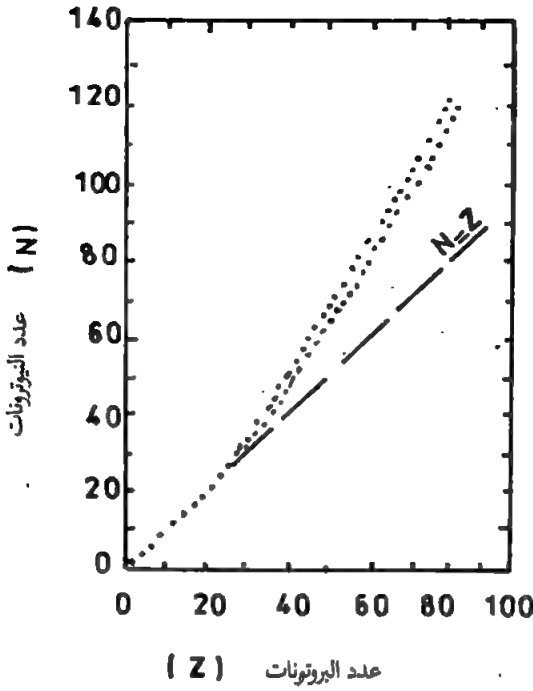
تعرف النوى المرآتية بأنها النوى التي يكون فيها عدد النويات (nucleons) بين اي نواتين متساوياً، اي ان العدد الكتلي A في احدهما مساو الى العدد الكتلي A في الاخرى، وكذلك فأن عدد البروتونات Z في احدهما يكون مساوياً الى عدد النيوترونات N في الاخرى وكمثل توضيحي فأننا نأخذ ثلاثة نماذج من النوى المرآتية:



ولتفسير ماورد في اعلاه فأن ${}_3\text{Li}^7_4$ فيه 7 نويات (3 بروتون و 4 نيوترون، اما ${}_4\text{Be}^7_3$ فأنه يحوي على 7 نويات (4 بروتون و 3 نيوترون. وسوف يتم شرح النوى المرآتية بصورة مفصلة عندما يتم شرح القوة النووية في الفصول القادمة.

1.8 استقرار النوى:

لو تفحصنا قيم Z, N للنوى المستقرة لوجدنا انها تتغير مع بعضها الاخر حسب ماهو موضح بالشكل (1-8)، والذي يظهر من هذا الشكل هو ان عدد النيوترونات في النوى المستقرة مساوياً لعدد البروتونات او اكثر منه. ففي حالة النوى الخفيفة تتجمع النوى على طول الخط النظري الذي يمثل $N=Z$. اما في حالة النوى الثقيلة فيكون تجمع النوى فوق هذا الخط. اي ان N اكبر من Z في النوى الثقيلة ويرجع ذلك لزيادة اهمية قوى كولوم فيها. كذلك يلاحظ ان عدد النيوترونات التي يمكن توفرها في النواة، ذات عدد ذري معين، مع حفاظها على استقراريتها محدوداً. فمثلاً، عنصر التن Sn الذي عدده الذري 50، يمكن لنواته ان تحوي عدداً من النيوترونات يتراوح بين 62, 74 مع حفاظها على استقراريتها. وبعبير اخر، فأن نواة عنصر التن لايمكن ان تحوي اقل من 62 نيوتروناً ولا اكثر من 74 نيوتروناً مع حفاظها على حالة الاستقرار. وللنوى الاخرى المستقرة يكون هذا المدى المسموح به لعدد



الشكل (1-8) منحنى النيوترون — بروتون للنوى المستقرة

النيوترونات اضيق من ذلك. ومن الملاحظ كذلك من الوفرة النظامية للنوى المستقرة، ان النوى الزوجية في عدد البروتونات Z والزوجية في عدد النيوترونات N والتي تسمى عادة النوى الزوجية — الزوجية، اكثر استقراراً من غيرها وبالتالي اكثر وفرة من النوى الفردية — الزوجية او الزوجية — الفردية او الفردية — الفردية وهذه النتيجة اتية من طبيعة القوى النووية والتي تؤدي الى ترابط اقوى بين ازواج النويات المتماثلة الموجودة في نفس الحالة. ان هذا هو السبب في الترابط الفريد في تركيب جسيم الفا والذي اوردنا ذكره سابقاً. ان حالة الاستقرار العالي والوفرة العالية للنوى تحدث بصورة خاصة عندما يكون لها N او Z مساوياً للاعداد الصحيحة، 126, 82, 50, 28, 20, 8, 2 حيث تسمى هذه الاعداد بالاعداد السحرية magic numbers. وسوف نتطرق الى استقرار النوى بالتفصيل عن شرحنا للنماذج النووية بالفصل الثالث.



الفصل الثاني

التركيب النووي Nuclear Structure

2.1 طاقة الربط النووية Nuclear binding energy

ان من بين الكميات المهمة جداً التي تتركز حولها الكثير من الدراسات هي الكتلة النووية (nuclear mass). وأن الفرق بين الكتلة النووية $M(A, Z)$ ومجموع كتل مكونات النواة بصورة منفردة يطلق عليها بطاقة الربط الكلية للنواة (total binding energy) ويرمز لها $B_{total}(A, Z)$. ويمكن تعريف طاقة الربط النووية بأنها الشغل اللازم بذله لتفكيك النواة إلى مكوناتها؛ أو هي الطاقة المتحررة عند تجميع نويات منفردة مع بعضها. ان العلاقة التي تربط طاقة الربط النووية وكتلة النواة ومكوناتها يمكن كتابتها بالمعادلة التالية :

$$B_{tot.}(A, Z) = [Zm_p + Nm_n - M(A, Z)]c^2 \quad \dots\dots\dots(2-1)$$

حيث وجد ان طاقة الربط الكلية كمية تعتمد بصورة مباشرة على كل من (A و Z) وهذا يعني بان قيمتها تتغير من نواة الى اخرى؛ اما معدل طاقة الربط النووية $B_{(average)}$ فيمكن ان نعرفها بأنها : الشكل اللازم بذله لفصل بروتون او نيوترون واحد من النواة، ويمكن تمثيلها كما يلي :

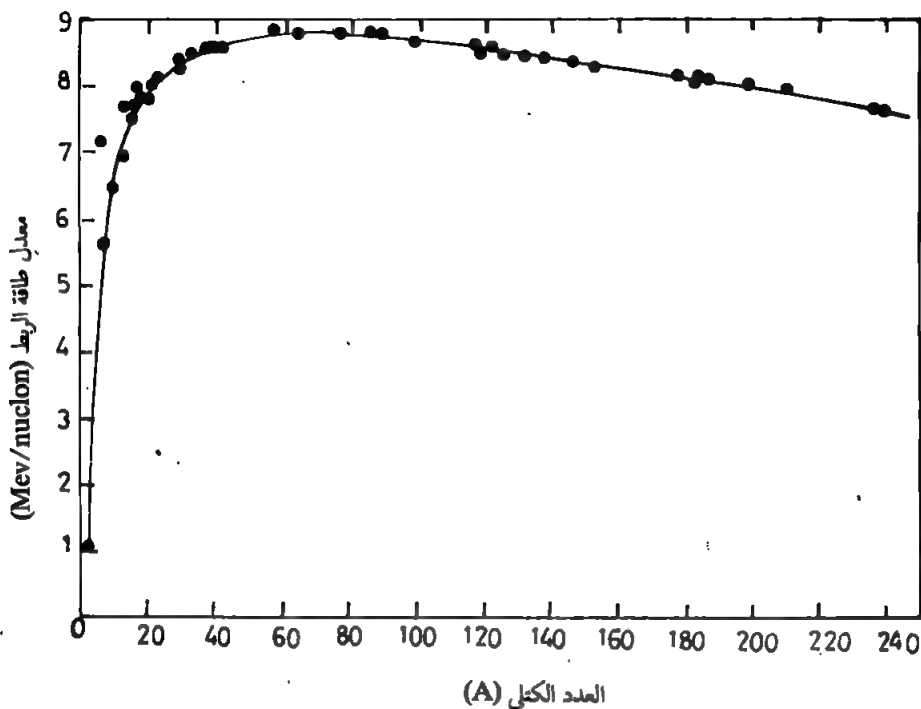
$$B_{av.} = \frac{B_{tot.}}{A} \quad \dots\dots\dots(2-2)$$

لقد وجد بان معدل طاقة الربط النووية هي اقل تغيراً من طاقة الربط الكلية ، اما العلاقة بين معدل طاقة الربط النووية والعدد الكتلي (A) للنوى ، فقد تم دراستها عملياً لعدد من النوى ووجد انها تتغير كما في الشكل (2-1) . حيث ان اهم مايتصف به المنحنى في الشكل هو مايلي :

1 — من الواضح ان معدل طاقة الربط النووية $B(ave)$ لايعتمد اعتماداً كبيراً على العدد الكتلي (A) . فيما عدا النوى الخفيفة ، حيث ان معدل طاقة الربط النووية تكون واطئة ثم تزداد بصورة سريعة مع العدد الكتلي .

2 — من الواضح ان النوى ذات العدد الكتلي المتوسط اي التي تقع في وسط الجدول الدوري هي اكثر استقراراً من تلك التي تقع على جانبيها ، حيث يمثل معدل طاقة الربط للنويات في هذا الموقع اعلى قيمة له وهي حوالي 8.5 (MeV) .

3 — يتميز التغير الحاصل في المنحنى ، الشكل (2-1) بتنبؤات واضحة عندما تكون قيمة A اقل من 20 ($A < 20$) وهذا يعني ان النوى O^{16} , Be^8 , C^{12} , He^4 تملك طاقة ربط لنوية واحدة اعلى من تلك التي تجاورها ، وبذا فهي اكثر استقراراً منهم . والمقصود بالاستقرارية هنا ، الاستقرار بالنسبة لخروج نوية من النواة وليس غير . اي ان هذا لايعني انها مستقرة ضد انبعاث اشعاع اخر كاشعاع الفا مثلاً . وخير مثل على ذلك نواة (Be^8) ، فهي اكثر استقراراً من نواة (Be^9) ، لان معدل طاقة الربط فيها اعلى ، ولكنها تنقسم تلقائياً باعثة جسيمتين من جسيمات الفا في حين ان النواة Be^9 مستقرة لانقسم تلقائياً . ان التنبؤات التي يميز بها الشكل (2-1) عند ($A < 20$) تدعونا الى الاعتقاد بان هناك ميل داخل النوى لتكوين مجاميع من جسيمات الفا . وبما ان طاقة ترابط النويات داخل جسيمة الفا عالياً جداً ، ولكون طاقة ترابط جسيمات الفا مع بعضها ضعيفاً في هذه النوى ($A < 20$) فانه يصعب عليها اعطاء نوية ، الا انه من الممكن انبعاث جسيم الفا .



الشكل (2-1) يوضح العلاقة بين معدل طاقة الربط (B_{total}/A) والعدد الكتلي A ، بالنسبة لنوى مختلفة.

4 — ان الثبوت التقريبي لمعدل طاقة الربط النووية، يدل على ان النوية في النواة غير مرتبطة بالتساوي بالنويات الاخرى. او بالاحرى، القوة النووية بين النويات لا تتعدى في تأثيرها النويات المجاورة. وهذا يعني ان القوة النووية هي قوة قصيرة المدى ومشبعة والمقصود بذلك ان طاقة الربط بين واحدة من النويات وبقية مكونات النواة تصل قيمتها النهائية عندما يتوفر عدد معين من النويات في النواة. والذي يظهر من الشكل (2-1) انه عند توفر اربع نويات تقريباً في النواة تحصل حالة الاشباع.

5 — ان التناقص الملاحظ في قيمة معدل طاقة الربط للنوى الثقيلة ($A > 140$) تأتي من زيادة تأثير قوة كولوم التنافرية داخل هذه النوى.

مثال :

احسب طاقة الربط الكلية ومعدل طاقة الربط لنويات نواة ذرة الاوكسجين

${}^{16}_8\text{O}$

الحل :

— ان نواة ذرة الاوكسجين تحوي على (8) بروتونات و (8) نيوترونات
— كذلك نعلم ان :

كتلة ذرة الاوكسجين المتعادلة = 16.000 (amu) وحدة الكتلة الذرية
وكتلة ذرة الهيدروجين المتعادلة = 1.00814 (amu) وحدة الكتلة الذرية
وكتلة الالكترون = 0.00055 (amu) وحدة الكتلة الذرية

لذا فان لحساب كتلة البروتونات والنيوترونات نتبع مايلي :

$$1 \text{ — كتلة (8) بروتونات} = 8(1.00814 - 0.00055)$$

$$2 \text{ — كتلة (8) نيوترونات} = 8(1.00899)$$

بالجمع

$$\text{كتلة النويات الكلية تساوي} = 16.13704 - 8(0.00055)$$

$$\text{وكتلة نواة الاوكسجين } {}^{16}_8\text{O} = 16.000 - 8(0.00055)$$

$$\text{فرق الكتلة يساوي} = 0.13704 \text{ (amu)}$$

وهذا يعني ان طاقة الربط الكلية تساوي 0.13704 (amu) وبما انه يمكن

تحويل وحدات الكتلة الذرية الى وحدات (MeV) وذلك من العلاقة

$$1 \text{ amu} = 931.14 \text{ MeV/amu}$$

اذن طاقة الربط الكلية تساوي (127.5 MeV) .

ومعدل طاقة الربط :

$$B_{\text{ave}} = \frac{B_{\text{total}}}{A} = \frac{127.5}{16} = 7.97 \text{ MeV}$$

كذلك نستطيع حساب طاقة الربط الكلية مباشرة من معادلة (2-1) وكما

يلي :

$$\begin{aligned}
B_{\text{total}}(A,Z) &= [Zm_p + Nm_n - M(A,Z)]c^2 \\
&= 8(1.00759) + 8(1.00899) - 16.0000 \\
&= 0.13704 \text{ amu} \\
&= 127.5 \text{ NeV}
\end{aligned}$$

2.2 طاقة الفصل النووية Nuclear Separation energy

تمثل طاقة الفصل النووية الشغل اللازم لفصل بروتون واحد، نيوترون واحد او جسيم الفا من نواة ذرة ما، وهذه الطاقة كذلك تساوي الطاقة التي تتحرر عندما يضاف احد هذه الجسيمات الى النواة نفسها.

وعند فصل نيوترون واحد من نواة الذرة، فان عدد النويات ينقص بمقدار (1) ويكون العدد الكتلي للنواة مساوياً الى (A-1). اما في حالة فصل بروتون من النواة فان عدد النويات ينقص بمقدار (1)، وبذلك يصبح العدد الكتلي للنواة مساوياً الى (A-1) وكذلك شحنة النواة مساوية الى (Z-1). اذن يمكن كتابة معادلة طاقة الفصل النووية لكل من جسيمات النيوترونات، البروتونات وجسيمات الفا كما يلي :

$$\begin{aligned}
S_n &= [M(A-1,Z) + M_n - M(A,Z)]c^2 \\
S_p &= [M(A-1,Z-1) + M_p - M(A,Z)]c^2 \quad \dots\dots\dots(2-3) \\
S_\alpha &= [M(A-4,Z-2) + M_\alpha - M(A,Z)]c^2
\end{aligned}$$

كذلك يمكن كتابة جميع طاقات الفصل النووي بدلالة طاقة الربط الكلية

كما يلي :

$$\begin{aligned}
S_n &= B_{\text{total}}(A,Z) - B_{\text{total}}(A-1,Z) \\
S_p &= B_{\text{total}}(A,Z) - B_{\text{total}}(A-1, Z-1) \quad \dots\dots\dots(2-4)
\end{aligned}$$

$$S_\alpha = B_{\text{total}}(A,Z) - B_{\text{total}}(A-4, Z-2) - B_{\text{total}}(4,2) \quad \dots\dots(2-5)$$

2.3 القوة النووية Nuclear force

2.3.1 طبيعة القوة النووية

هناك عدد من القوى الأساسية المعروفة لدينا والموجودة في الطبيعة مثل قوى الجذب والقوى الكهرومغناطيسية، والقوى الضعيفة (التحلل بيتا) ، وبالإضافة الى هذه القوى هناك قوة أخرى جديدة ومهمة جداً هي القوة النووية المسؤولة عن ربط مكونات النواة مع بعضها. لقد جرت محاولات عديدة لفهم القوة النووية او المجال النووي وذلك بعد ظهور فرضية احتواء النواة على البروتونات والنيوترونات (فرضية البروتون — نيوترون). لقد كان السؤال المطروح انذاك هو كيف ان البروتون والنيوترون مترابطان مع بعضهما داخل النواة ؟ وستكون الاجابة على هذا السؤال من خلال شرحنا لخواص القوة النووية والنظريات المتعلقة بها.

2.3.2 خواص القوة النووية

1 — ان القوة النووية هي قوة تجاذب شديدة بين نويتين داخل النواة اي بين (بروتون وبروتون، نيوترون ونيوترون، او بروتون ونيوترون) وهذه القوة هي التي تحافظ على استقرارية النواة، بصورة عامة. ففي النوى الثقيلة مثلاً نلاحظ ان القوة النووية هي اعظم من قوة التنافر الكولومية بين البروتونات والا لما كانت هناك نوى ثقيلة. وبالمقابل يجب ان تكون هناك قوة تنافر بين النويات عند مسافات صغيرة جداً حيث تعمل هذه القوة (قوة التنافر) بصورة اخرى للحيلولة دون تصادم النويات وتمركزها في نقطة واحدة كجسيم واحد.

ان المدى المؤثر للقوة النووية بين اي نويتين صغير جداً، اذن من الممكن القول بان هذا التأثير بين النويات المجاورة لبعضها البعض فقط.

2 — القوة النووية مشبعة، عندما نتكلم عن اشباع القوة النووية، نقصد بان النوية الواحدة داخل النواة يمكنها ان تتعامل (Interaction) بقوة فقط مع عدد محدد من النويات المحيطة بها. وللتعرف على هذا نعود الى شكل (2-1) الذي يربط بين معدل طاقة الربط النووية والعدد الكتلي A. حيث

يمكننا القول بان معدل طاقة الربط النووية هي (8MeV/nucleon) ومن هذا نستنتج ان معدل طاقة الربط النووية (BE) تساوي كمية ثابتة او ان $(BE \propto A)$ وهذا يعني ان القوة النووية مشبعة .

3 — القوة النووية التي تربط بين النويات داخل النواة لاتعتمد على الشحنة و لا على نوع النوية . اي بمعنى اخر ان القوة النووية التي تربط بين بروتونين $(p-p)$ او نيوترونين $(n-n)$ او بروتون ونيوترون $(p-n)$ متساوية ، اي عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة اطلاقاً .

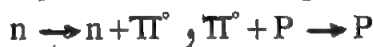
2.4 تفسير القوة النووية

2.4.1 نظرية الميزون (meson theory)

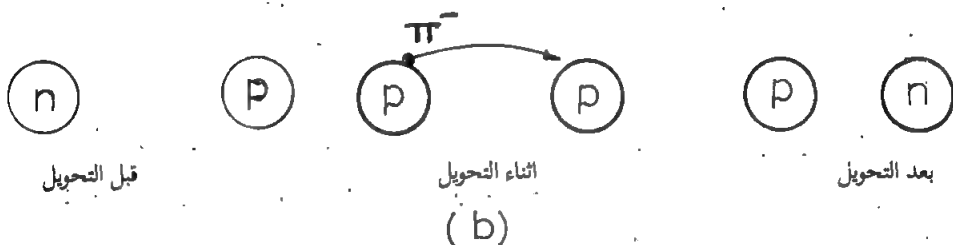
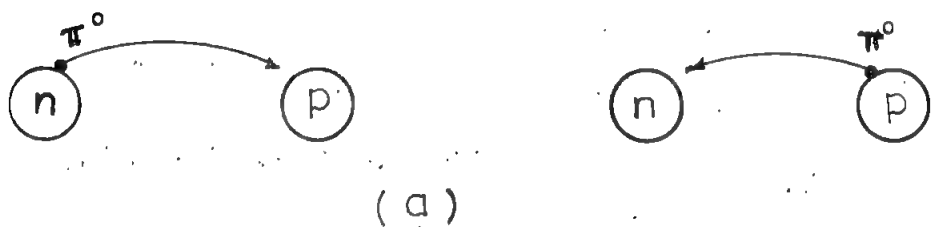
جميع القوى الفيزيائية اشتقت من نظرية المجال الكمي ، حيث فسرت هذه النظرية كل من القوة الكهرومغناطيسية وقوة الجذب ، معتمدة في كل الحالات على تبادل جسيمة اطلق عليها «جسيم المجال» . فكان الفوتون في الحالة الاولى والجذب في الحالة الثانية يشبه الفوتون . له كتلة صفر وينتقل بسرعة الضوء . اما في حالة القوة النووية فنلاحظ انها كذلك قد اشتقت من نظرية المجال ، حيث اقترح العالم الياباني H. Yukawa في عام 1935 بان النويات مربوطة في النواة بمجال جديد يختلف عن المجال الكهربائي الذي يربط الالكترن بالذرة . وقد افترض ياكوا بان هذا المجال يكون محمولاً بواسطة « كم » (Quantum) بنفس الطريقة التي يكون فيها المجال الكهربائي محمولاً بواسطة الفوتون . وبما ان المسافة بين اي نويتين صغيرة ، فأن الفوتون المقترح يكون له طول موجي صغير ناتج عن طاقته العالية . لذلك فسر ياكوا هذا الكم في المجال النووي على انه جسيمة خيالية كتلتها تقريباً ممتثلة بقدر كتلة الالكترن وان كل نوية ترى النوية الاخرى بهذا الكم المتبادل . وقد اوضحت جميع التجارب على ان هذا الكم يظهر بثلاث صور (المتعادل ، السالب الشحنة والموجب الشحنة) وقد اطلق بعد ذلك على المتعادل بالبايون المتعادل π^0 والسالب بالبايون السالب π^- والموجب بالبايون الموجب π^+ ، وان كتلة السكون لكل واحد منهم هي $(135)\text{ MeV}$ ، $(139.6)\text{ MeV}$ و $(139.6)\text{ MeV}$ على التوالي .

ولتوضيح الصورة اكثر يجدر بنا ان نرى طريقة التعامل بين هذه النويات والتي ربما تعطي النتائج التالية وذلك من خلال انتقال π^0 و π^+ من نوية الى اخرى:

١ — التعامل نتيجة الانتقال π^0 كما في شكل (2-2 a)



٢ — التعامل نتيجة لانتقال π^- كما في شكل (2-2 b)



شكل (2-2) (a) التعامل يحدث بين بروتون ونيوترون في حالة تحويل π^0 لا يحدث تغير في الشحنة. (b) التعامل يحدث بين بروتون ونيوترون في حالة تحويل π^- يحدث تغير في الشحنة.

ان الطاقة المبذولة ΔE عند انتقال الـ π ميزون من نوية الى اخرى داخل المجال يمكن حسابها من كتلة الـ π ميزون :

$$\Delta E \approx M_{\pi} c^2$$

اذن فان مثل هذا الضياع بالطاقة لم يستمر اكثر من وقت محدد Δt والذي هو وقت عودة الجسيمة مرة ثانية للنوية الاصلية حيث يمكن حسابه ايضاً من مبدأ عدم الدقة وبذلك يكون :

$$\Delta t = \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{M_{\pi} c^2} \quad \dots\dots\dots(2-7)$$

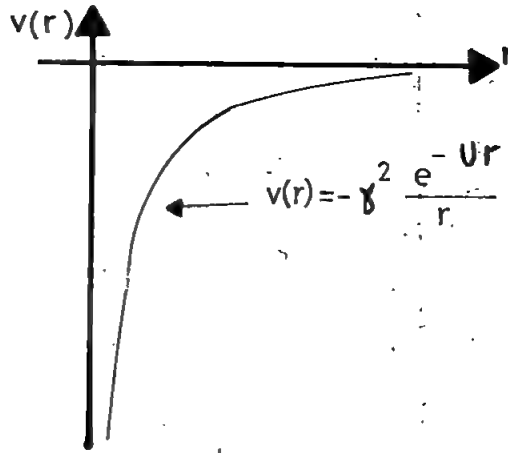
ولو فرضنا ان الـ π ميزون ينقل بسرعة تقترب من سرعة الضوء (c) فاننا نجد ان ابعاد مسافة يصلها في ذلك الوقت هي :

$$r = c \Delta t = \frac{\hbar}{M_{\pi} c} = \frac{1}{u} \quad \dots\dots\dots(2-8)$$

اذن هذا هو مدى القوة النووية، وقد وجد حسابياً انه يساوي تقريباً $1.4F$ ($1.4 \times 10^{-13} \text{cm}$) وهذا يعني ان هناك تطابقاً جيداً مع الشرح السابق .
ومن الممكن وبحسابات بسيطة حسب نظرية مجال الميزونات ان نعطي صورة واضحة عن شكل طاقة الجهد للتعامل بين نويتين :

$$V(r) = -\lambda^2 \frac{e^{-ur}}{r} \quad \dots\dots\dots(2-9)$$

حيث λ مقدار ثابت و u تعرف بالمعادلة (2.8) . وان الشكل (2-3) يوضح الجهد الذي تم وضعه من قبل العالم ياكوا عام 1937 وعرف بعد ذلك بجهد ياكوا، (yakawa potential) .



شكل (2-3) حاجز جهد ياكوا

2.5 حاجز الجهد النووي Nuclear Potential energy

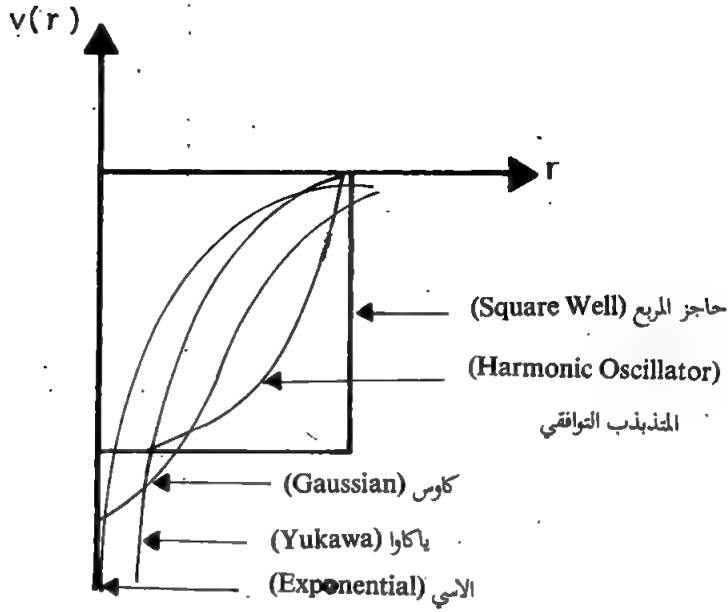
بما ان الجهد يمثل القوة، ففي حالة النواة تكون القوة التي تؤثر بواسطة احدى النويات على الاخرى ومعدل القوة النووية على نوية واحدة من قبل النويات الاخرى هي بمثابة الجهد النووي. ولتوضيح شكل حاجز الجهد النووي يجب ان يتوفر عاملان الاول هو عمق حاجز الجهد والذي يطلق عليه (V_0) والثاني مدى القوة النووية (α) الذي تهبط فيه قيمة الجهد بصورة مفاجئة الى الصفر. وسوف نستعرض بعض الجهود المستخدمة لتفسير القوة والتعامل النووي بين النويات. وهي مثلاً (1) حاجز المربع (2) حاجز المتذبذب التوافقي (3) التوحيد بين حاجز المربع وحاجز المتذبذب التوافقي (4) حاجز كاوس (5) الحاجز الاسي (6) حاجز ياكوا. شكل (2-4) يضم اشكال جميع الجهود اعلاه.

ان ايسط الجهود اعلاه هو حاجز الجهد المربع حيث تكون قيمة

$$V(r) = -V_0 \quad \text{عندما } r \leq r_0$$

$$= 0 \quad \text{عندما } r > r_0$$

من تجارب الاستطارة بواسطة جسيمات ذات طاقة عالية يظهر ان هناك جزءاً مركزياً للتناثر يقع بين مركز القوة، حتى اذا اعتبرنا بصورة عامة ان تأثير القوة

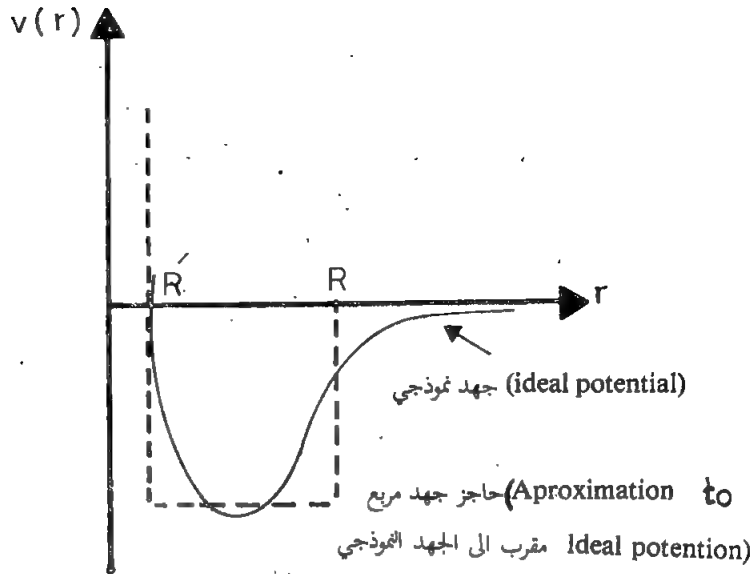


شكل (2-4) الجهود المستخدمة لتفسير القوة النووية

النوية كقوة جذب. فاذا لم تكن هناك قوة تنافر في الجزء المركزي فان النواة سيوف تتجمع في حجم معين من النواة مساوي الى مدى القوة النووية. وهذا غير ممكن، لان حجم النواة عبارة عن دالة للعدد الكتلي من خلال المعادلة $R = R_0 A^{1/3}$. وكما موضح بالشكل (2-5) فان قوة التنافر في الجزء المركزي ستكون اقل من مدى القوة النووية. وعلى كل حال طالما نتعامل مع طاقات واطئة سوف نهمل قوة التنافر في الجزء المركزي ونستعمل للتبسيط حاجز الجهد المربع.

2.6 القوة النووية بين نويتين (الديتريوم) (Deuterium)

كما اوضحنا في الفقرة السابقة (2-5) من ان القوة النووية التي تربط بين النويات في النواة لاتعتمد على شحنة النواة ولا على نوعها. أذن من الممكن الحصول على معلومات كثيرة حول طبيعة هذه القوة وذلك من دراسة نواة الديتريوم (${}^2_1\text{H}$) والتي تحوي على بروتون واحد ونيوترون واحد فقط.



شكل (2-5) الجهد النووي $V(r)$ له قوة تنافر في الجزء المركزي عندما $r < R$ وجهد تجاذبي بين $r = R$ و $r = R'$. محصلة التأثير هي جهد تجاذبي

ان القوة الرابطة او قوة الربط للنيوترون والبروتون يؤثر في أن هناك تعامل نووياً (Nuclear Interaction) بين البروتون والنيوترون وهو ناتج عن تجاذب بينهما .

وباستخدام الحسابات البسيطة وجد بان طاقة الربط للديتريوم هي (2.23 MeV) وكذلك مدى القوة النووية المؤثر في حدود 1.3×10^{-13} cm . اذن من الممكن فهم هذا التعامل النووي بين البروتون والنيوترون على اساس حاجز الجهد (Potential well) سمكه 1.3×10^{-13} cm وكذلك فان العمق المؤثر لهذا الحاجز وجد مساوياً تقريباً الى 30 MeV . وللمقارنة ، نستطيع توضيح النقطة اعلاه من خلال المثال التالي حيث اخذت النواتان تريتيوم ${}^3_1\text{H}$ والهليوم ${}^3_2\text{He}$ ، حيث تحوي الاولى بروتوناً واحداً ونيوترونين بينما تحوي الثانية بروتونين ونيوترون واحد.

ولحساب طاقة الربط في كل منهما وتأثير القوة الكولومية عليها نتبع الطريقة

التالية :

اولاً : تحسب كتل مكونات النواة كما يلي



$1p + 2n$	$2p + 1n$
$= (1.008145) + 2(1.00897)$	$= 2(1.008145) + (1.008987)$
$= 3.026119 \text{ amu.}$	$= 3.025277 \text{ amu.}$

ثانياً : يحسب الفرق بين كتلة النواة الاصلية وكتلة مكوناتها :

$= 3.026114 - 3.016997$	$= 3.025277 - 3.016977$
$= 0.00913 \text{ amu}$	$= 0.0083 \text{ amu}$
$= 8.49 \text{ MeV}$	$= 7.73 \text{ MeV}$

من المثل اعلاه يبدو ان طاقة الربط للهليوم (${}^3_2\text{He}$) اصغر من طاقة الربط للتريتيوم (${}^3_1\text{H}$) وذلك بسبب قوة كولوم المتولدة نتيجة وجود بروتونين داخل نواة الهليوم .

ثالثاً : ولحساب هذه القوة نعتبر المسافة بين البروتونين مساوية الى :

$$R = R_0 A^{1/3}$$

$$E_c = e^2/R$$

و

حيث E_c القوة الكولومية .

$$= \frac{(4.8 \times 10^{-10})^2}{1.3 \times 10^{-13} (3)^{1/3}} \text{ erg}$$

$$= \frac{23 \times 10^{-20}}{1.9 \times 10^{-13} \times 1.6 \times 10^{-6}} \text{ MeV}$$

$$\approx 0.77 \text{ MeV}$$

واذا اعتبرنا عدم وجود قوة كولوم في نواة الهليوم ${}^3_2\text{He}$ فانا نتوقع ان تكون

طاقة الربط لها :

$$0.77 + 0.73 = 8.5 \text{ MeV}$$

والنتيجة المتقاربة بين طاقة الربط في كل من ${}^3_2\text{He}$ و ${}^3_1\text{H}$ توضح ان

القوة النووية لا تعتمد على الشحنة ولا على نوع الشحنة .

الفصل الثالث

النماذج النووية NUCLEAR MODELS

3.1 نموذج قطره السائل ومعادلة الكتلة شبه التجريبية

Liquid drope model and semiempirical mass formula

لقد أشرنا في الفقرة (1-4-1) بأن كتلة النواة تساوي مجموع كتل مكوناتها تقريباً وأن هذا الفرق فسر بعد ذلك نتيجة إلى طاقة الربط لمكونات النواة، لذا يمكن كتابة كتلة النواة كما يلي:

$$M(A, Z) = Zm_p + Nm_n - B \quad \text{.....(3-1)}$$

حيث تمثل B طاقة الربط بوحدات الكتلة. فإذا كان بالإمكان حساب قيمة B من معادلة عامة، فيصبح من الممكن إيجاد قيم كتل النواة نظرياً وقبل الدخول في موضوع العلاقة بين الكتلة النووية وطاقة الربط النووية، نعيد ماسبق ملاحظته من أن طاقة الربط الكلية للنواة تتناسب مع العدد الكتلي A (أي عدد النويات في النواة). وأن العلاقة بين طاقة الربط الكلية وعدد النويات المتناسكة قد وجد لها تفسيراً بسيطاً وذلك من خلال النموذج النووي الذي أطلق عليه نموذج قطره السائل (Liquid drop model) الذي اقترح من قبل فون وايسكر ونلس بور عام 1935.

وحسب هذا النموذج فقد تم تصور الربط بين النويات مشابهاً الى ربط جزيئات السائل. ففي حالة السائل تكون طاقة الربط الكلية متناسبة مع كتلة السائل، فإذا كانت كثافة السائل ثابتة، نجد أن طاقة الربط الكلية للسائل تتناسب مع حجمه.

أن تصور النواة كقطرة سائل متجانسة الشحنة وغير قابلة للأنكباس هو من أكثر النماذج شمولاً وتطبيقاً وتفسيراً خاصة لظاهرة الانشطار النووي. لقد تمكن وايسكر فيما بعد من اشتقاق معادلة شبه تجريبية لحساب قيمة طاقة الربط B . حيث أفترض أن قيمة B تحددها عوامل عديدة مؤثرة أي أن $B = (B_1 + B_2 + B_3 + \dots)$ وسوف نتكلم عنها بالتفصيل.

من أهم العوامل المؤثرة:

3.1.1 الطاقة الحجمية : Volume energy

بما أن معدل طاقة الربط هو ذو قيمة ثابتة تقريباً، لذلك فإن طاقة الربط الكلية تتناسب مع A ومن ثم تتناسب مع حجم النواة

$$B_{\text{average}} = \frac{B}{A} \approx K \text{ (ثابت)}$$

$$\therefore B \propto A = a_v A \quad \dots\dots\dots(3-2)$$

حيث a_v ثابت ممكن أيجاده تجريبياً.

الطاقة الحجمية B_v تمثل أكبر مشاركة لقيمة B وهي بذلك تزيد من طاقة الربط الكلية للنواة أو تزيد من استقرارية النواة وبالتالي فهي ذات قيمة موجبة.

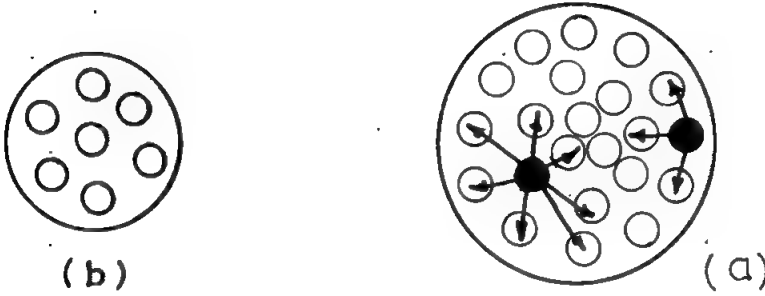
3.1.2 الطاقة السطحية : Surface energy

طاقة الربط تتناسب مع المساحة السطحية للنواة ومن ثم مع نصف قطر النواة R^2 أو مع $A^{2/3}$.

$$B_s \propto R^2 \propto R_0^2 A^{2/3}$$

$$\therefore B_s = - a_s A^{2/3}$$

أي أن النويات الواقعة قرب سطح النواة تكون محاطة بعدد أقل من النويات وبذلك تكون ضعيفة الربط بعكس تلك التي في الداخل فأنها تكون محاطة من جميع الجوانب شكل (3-1) . أن هذه الحالة تسبب نقصاناً في طاقة الربط للنويات على السطح وبذلك تكون قيمتها سالبة .



الشكل (3-1)

النوى التي في داخل النواة تكون متجانسة من جميع الجهات وبالتالي فهي مربوطة بشدة مع بعضها، بينما تلك التي على السطح فهي ليست مربوطة بشدة كما هو موضح في (a) . في النوى المتوسطة والثقيلة (a) تكون نسبة النويات على السطح على المجموع الكلي للنويات أصغر بكثير منه في النوى الخفيفة (b) وهذا يعني أن طاقة الربط الكلية في النوى المتوسطة والثقيلة أصغر منه في النوى الخفيفة .

$$\frac{\text{النويات على السطح}}{\text{المجموع الكلي للنويات}} = \frac{12}{22} = 0.55 \text{ بالنسبة للنوى الثقيلة .}$$

$$0.86 = \frac{6}{7} \text{ بالنسبة للنوى الخفيفة .}$$

3.1.3 طاقة كولوم : Coulomb energy

أي بروتون في النواة يتعامل مع البروتونات الأخرى بطاقة جهد كهرومغناطيسية E_c معطاة بالمعادلة

$$E_c = K \frac{e^2}{r} \quad \dots\dots\dots(3-4)$$

$$K = 1/4 \pi \epsilon_0$$

حيث

فإذا اعتبرنا $r = 3 \times 10^{-15} \text{ (m)}$ ، التي تمثل معدل المسافة بين إبي نويتين . نجد أن قيمة $(E_c = 1/2 \text{ MeV})$ وهذه الطاقة صغيرة إذا ما قورنت بمعدل طاقة الربط (8 MeV) أن تأثير طاقة كولوم ليس مهماً في النوى الخفيفة، لكن في النوى الثقيلة (Z كبيرة) تصبح القوة الكهرومغناطيسية مهمة وتكون قيمتها الكلية معتمدة على عدد أزواج البروتونات أي $Z(Z-1)/2$ وعكسياً على نصف قطر النواة R . أي أن الطاقة الكولومية تساوي .

$$E_c = K \frac{(Ze)^2}{R}$$

أو

$$B_c = - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad \dots\dots\dots(3-5)$$

$$a_c = \frac{3}{5} \cdot \frac{e^2}{R_0} \quad \text{و} \quad R = R_0 A^{1/3} \quad \text{حيث}$$

أن طاقة الربط في النواة تقل نتيجة التنافر الكولومي بين البروتونات وبذلك تكون قيمتها سالبة .

3.1.4 طاقة عدم التماثل (زيادة النيوترونات) Asymmetry energy

لنلاحظ أن النسبة بين عدد البروتونات وعدد النيوترونات في النوى الخفيفة المستقرة تساوي واحداً، أي أن $(N=Z)$. ووجد أن هذه القيمة تتغير في العناصر الأثقل حيث تكون أستمقراريتها أقل نسبياً $(N \neq Z)$ كما في الشكل (1-7) . أن الزيادة الحاصلة بعدد النيوترونات على البروتونات يدل على محاولة النواة على ثبوت أستمقراريتها والتغلب على قوة كولوم فيها .

أن الفرق بين النيوترونات والبروتونات في النواة يساوي (N-Z) أو (A-2Z). وهذا الفرق أو الزيادة يتناسب مع عدد النيوترونات الفائضة مقسوماً على العدد الكتلي:

$$\text{الفرق} \propto \frac{(A-2Z)^2}{A}$$

أو

$$B_a = - a_a \frac{(A-2Z)^2}{A} \dots\dots\dots(3-6)$$

يطلق على $a_a (A-2Z)^2/A$ بمعامل التماثل (Symmetry Coefficient)، حيث a_a ثابت التناسب. أن معامل التماثل ذو قيمة سالبة لأنه يسبب نقصاناً في الطاقة الترابطية للنواة.

3.1.5 طاقة الأزواج : Coupling energy

من خلال دراستنا لموضوع استقرار النوى تبين أن النوى الأكثر استقراراً وأكثرها وفرة في الطبيعة هي التي تحتوي على أعداد زوجية بالنسبة الى قيم Z, N. والجدول التالي يوضح توزيع النوى المستقرة حسب أعداد N و Z.

العدد الكلي	A	عدد النيوترونات (N)	عدد البروتونات (Z)
166	زوجي	زوجي	زوجي
56	فردى	فردى	زوجي
51	فردى	زوجي	فردى
5	زوجي	فردى	فردى

وعليه فإن النوى الزوجية — زوجية هي أكثر النوى وفرة وأستقراراً وهذه نتيجة متأمة من طبيعة القوى النووية التي تؤدي الى ترابط أقوى بين أزواج متألفة من النويات الموجودة في نفس الحالة. وهذا هو السبب في الترابط الفريد في تركيب جسيم الفا. لذلك يمكن أضافة أو طرح قيمة تصحيحية لطاقة الربط النووية في حالة أحتواء النوى على أعداد زوجية أو أعداد فردية على التوالي، ويطلق على هذه القيمة بعامل الأزواج (Coupling coefficient) حيث يرمز له عادة بـ (δ) .

تكون قيمة عامل الأزواج موجبة في حالة أحتواء النواة على N عدد زوجي و Z عدد زوجي، وسالبة في حالة أحتواء النواة على N عدد فردي و Z عدد فردي، وصفرأ في حالة أحتواء النواة على N عدد فردي و Z عدد زوجي أو بالعكس. وبصورة عامة يكون التأثير على طاقة الربط كما يلي:

$$B_p = \begin{cases} +\delta & \text{نوى زوجية — زوجية} \\ 0 & \text{نوى فردية — زوجية أو بالعكس} \\ -\delta & \text{نوى فردية — فردية} \end{cases}$$

قيمة δ يمكن حسابها تجريبياً ووجد أن قيمتها تظهر كما يلي:

$$\delta = a_p A^{-3/4} \quad \dots\dots\dots (3-7)$$

حيث a_p تحسب تجريبياً أيضاً.

الخلاصة: Summary

بجمع كل قيم B_i التي تم إيجادها بمعادلة الكتلة (3-1)، نحصل على معادلة الكتلة الشبه تجريبية الكلية.

$$M(Z,A) = Zm_p + Nm_n - a_v A + a_s A^{2/3} + a_c Z^2/A^{1/3} + a_a (A-2Z)^2/A + \begin{cases} + a_p A^{-3/4} \\ 0 \\ - a_p A^{-3/4} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (3-8)$$

أستخدمت طرق عديدة لأيجاد قيم الثوابت a_p, a_a, a_c, a_s, a_v وذلك بأيجاد أفضل تطابق لقيم الكتل عندما توضع في معادلة الكتلة حيث أن قيمتها كالآتي:

$$a_v = 1.51 \times 10^{-2} \text{ amu} = 14.1 \text{ MeV}$$

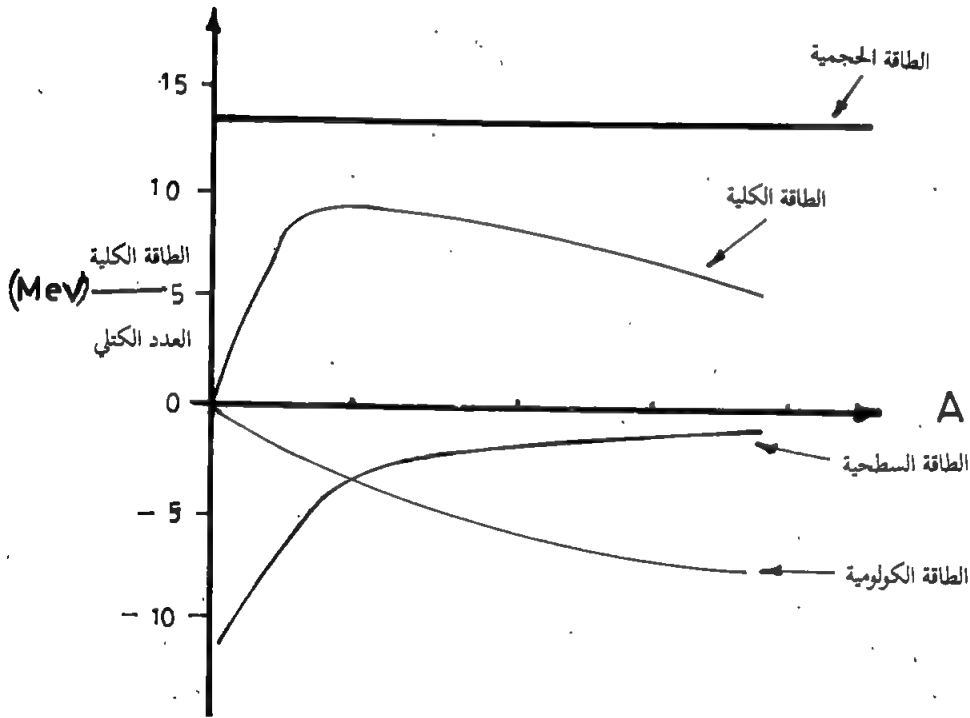
$$a_s = 1.40 \times 10^{-2} \text{ amu} = 13 \text{ MeV}$$

$$a_c = 6.39 \times 10^{-4} \text{ amu} = 0.595 \text{ MeV}$$

$$a_a = 2.04 \times 10^{-2} \text{ amu} = 19 \text{ MeV}$$

$$a_p = 3.6 \times 10^{-2} \text{ amu} = 33.5 \text{ MeV}$$

من الممكن توضيح المشاركة الفعالة لكل من الطاقة الحجمية والطاقة السطحية وطاقة كولوم الى معدل طاقة الربط للنوية الواحدة في الشكل (3-2).



شكل (3-2) المشاركة الفعالة لكل من الطاقة الحجمية والطاقة السطحية وطاقة كولوم الى معدل طاقة الربط للنوية الواحدة.

3.2 نموذج القشرة: Shell Model

إن نموذج قطره السائل لم ينجح في تفسير بعض المعطيات الدقيقة الخاصة بتركيب النواة. مثال ذلك، السبب في استقرار النواة؟ وما هي القوة النووية التي تربط هذه النويات داخل النواة الواحدة؟

لقد تم سابقاً تطبيق الميكانيك الكمي في بناء هيكل الذرة ووجد بالضبط كيف أن مدارات الذرة تكون مملوءة بالالكترونات حسب $2n^2$ حيث n هو عدد صحيح، أن المدارات الإلكترونية تكون مملوءة بالالكترونات. للعناصر التي فيها $(Z = 2, 10, 18, 36, 54)$ حيث تمثل هذه العناصر $(\text{He}, \text{Ne}, \text{Ar}, \text{Kr}, \text{Xe})$ ويطلق عليها بالعناصر الخاملة (inactive elements) أما الأعداد أعلاه فيطلق عليها الأعداد السحرية الذرية (Atomic Magic number). ماذا الآن عن النواة، هل هي كذلك تخضع للنموذج المداري؟

أن بعض الدراسات على شكل معدل طاقة الربط وكذلك خواص بعض النوى أوضحت أن النويات داخل النواة مرتبطة كذلك على شكل مدارات شبيهة بمدارات الكترونات الذرة، وقد سميت هذه بالتركيب القشري أو تركيب المستويات والذي تكون فيه بعض القشرات مغلقة بسبب استقرار النواة بعدد معين من النويات.

إن أول من تقدم بفكرة وجود القشرة النووية المغلقة هو العالم أيلسناسر (W. Elasser) عام 1934 بعدها عرض ماير (M. Mayer) بعض الحقائق التجريبية تؤيد وتسند هذه الفكرة. وقد أوضحت جميع هذه الحقائق بأن استقرار النواة العالية تحدث عندما يكون عدد البروتونات أو النيوترونات مساوية إلى:

$$N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$$

$$Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82$$

أطلق على هذه الأعداد بالأعداد السحرية النووية (Nuclear magic numbers). إضافة إلى هذا فقد تم فهم الزخم الزاوي الكلي للنواة المستقرة من خلال هذا النموذج بحيث أصبح الزخم الزاوي الكلي لأي نواة متكوناً من بزم مكوناتها:

- ١- البرم النووي للبروتونات $1/2 \hbar$.
- ٢- البرم النووي للنيوترونات $1/2 \hbar$.
- ٣- الزخم الزاوي المداري (orbital engular momentum) للنويات نتيجة حركتها في النواة.

سوف نتطرق الآن الى الحقائق التجريبية بصورة مفصلة لأثبت وجود قشرة نووية أو بمعنى آخر الخواص التي تمتلكها النوى المستقرة التي تحوي الأعداد السحرية .
 أولاً: وجد أن العناصر التي تحوي أعداداً سحرية لها نظائر بروتونية (Isotopes) أو نظائر نيوترونية (Isotons) كثيرة نسبة الى العناصر التي بجانبها في الجدول الدوري

مثلاً عنصر Sn ($Z = 50$) له 10 نظائر مستقرة
 عنصر In ($Z = 49$) له 2 نظير مستقرة
 عنصر Sb ($Z = 51$) له 2 نظير مستقر
 كذلك عنصر ($N = 20$) له 5 نظائر مستقرة
 عنصر ($N = 19$) لا يوجد له نظير مستقر
 عنصر ($N = 21$) له نظير واحد مستقر

ثانياً: تكون طاقة الانفصال النيوتروني عالية للنوى التي فيها عدد النيوترونات (N) أعداداً سحرية . أذن يلاحظ في النوى التي تحوي نيوترونات أعدادها تمثل أعداداً سحرية فأنها تحتاج الى طاقة أكبر لفصلها أو فصل نيوترون واحد منها مثلاً . وبذلك فهي أكثر استقراراً من النوى الأخرى .

ثالثاً: من خلال ماورد في أولاً وثانياً تكون النوى السحرية أكثر شداً وترابطاً ، لذا فأنها تحتاج الى طاقة أكبر الى أستثارتها من أي نواة أعتيادية (الاستثارة تغير شكل أو ترتيب النويات) .

رابعاً: عند دراستنا « المقطع العرضي ، للأسر النيوتروني » (neutron capture cross section) تأكد وجود علاقة بين وفرة للأعداد السحرية وأستقرار النواة . ولأسر نيوترون ذي طاقة معينة من قبل أي نواة يجب أن يتوفر له مستوى نووي فارغ وبطاقة مساوية لطاقته . ولما كانت النوى التي تحوي

أعداداً سحرية لها قشرات أو مستويات مغلقة، أي معنى ذلك عدم وجود فراغات، لذا يكون لها المقطع العرضي (أحتمالية حدوث تفاعل نووي) قليلاً.

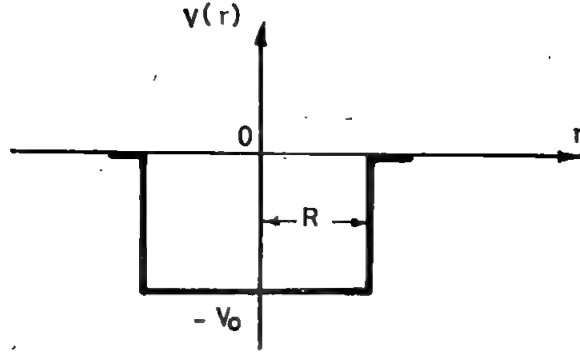
3.3 نظرية نموذج القشرة : Theory of the Shell Model

إن تركيب القشرة النووية أو علاقة استقرار النواة بالأعداد السحرية المتمثلة بأعداد النويات لا يمكن التوصل إليها بسهولة، وذلك لعدم معرفتنا بصورة كاملة للشكل النهائي للقوة النووية أو الجهد النووي. نحن نعلم وبالتأكيد ومن خلال تحرياتها على القوة النووية بأنها قوة جذب قوية ولها تأثير على مسافات صغيرة من منتصف النواة. فمهما كان شكل هذه القوة أو الجهد فإن الحسابات لهذا النموذج (نموذج القشرة ذات الجسيم الواحد) single particle shell model تعتمد على فرضيتين أساسيتين هما:

أولاً: إن كل نوية تتحرك بطلاقة وحرية في مجال القوة المعبر بالجهد، الذي هو عبارة عن المسافة القطرية من مركز النواة.

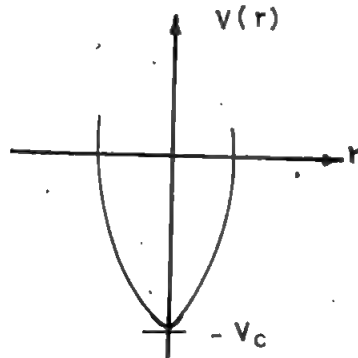
ثانياً: تطبيق مبدأ للأنتقاء لباولي، أي أن مستويات الطاقة أو القشرات تكون مملوءة نسبة إلى مبدأ الأنتقاء.

انطلاقاً من هاتين الفرضيتين أجريت حلول وحسابات عديدة بموجب الميكانيك الكمي لوضع نموذج عام يتضمن وجود القشرة أو المستويات النووية وذلك باستخدام نماذج من الجهود ففي النموذج الأول اعتبر « جهد البئر المربع » (square well potential) على أساس النواة دائرية، شكل (3-3)، أما النموذج الآخر فيمثل « جهد المتذبذب التوافقي » (harmonic oscillator potential)، شكل (3-4)، ففي كلا الحالتين أو الجهدين تستخدم العلاقات المتبعة في وصف حالات الطاقة والتي هي مشابهة لتلك المستعملة في الفيزياء الذرية، ففي الفيزياء الذرية تعرف كل حالة بالعدد الكمي الكلي $(n)_{total}$ و 1 أما في الفيزياء النووية فأنها تعرف بكل من L و n لذلك فإنه عندما تكون $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$ فإن الدلالات s, p, d, f, g, h, i, k



شكل (3-3) يمثل جهد البئر المربع

حاجز محدود	{	$V(r) = -V_0$	for $r \leq R$
		$= 0$	for $r > R$
حاجز غير محدود	{	$V(r) = 0$	for $r < R$
		$= \infty$	for $r > R$



شكل (3-4) يمثل جهد المتذبذب التوافقي

$$V(r) = -V_0 + \frac{1}{2} K r^2$$

$$K = m_0 \omega^2 \quad \text{بحيث}$$

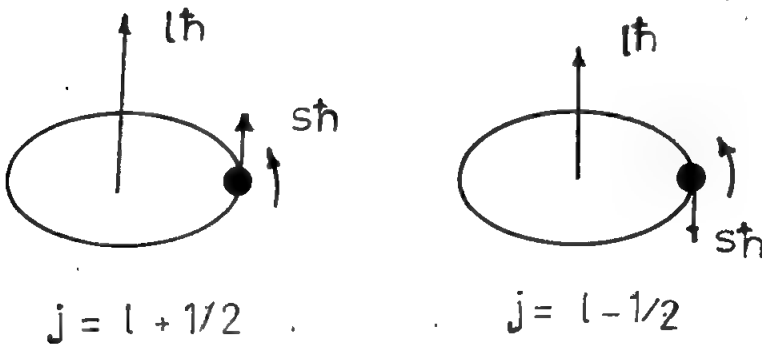
$$m_0 = \text{تردد جسيمة كتلتها}$$

p, d, f, g, h, i المستعملة في تحليل الطيف تستخدم على التوالي وبذلك تعني مثلاً الحالة $2P$ ان $n=2$ و $l=1$. لذا وجد عند توزيع النويات لاي نواة مستقرة في أي من الجاهدين أنه لايمكن أن يعطي جميع الأعداد السحرية . لذلك وفي عام 1949 تقدم عدد من العلماء أمثال ماير، هكسل، جنسن وسنس (M. Mayer, O. Haxel, J. Jensen, H. Snes) بفكرة الأزواج القوي او التعامل الشديد (Strong interaction) بين الزخم الزاوي المداري (Orbital angular momentum) وزخم الهم الزاوي (Spin angular momentum) لكل نوية . وقد سمي هذا النموذج المرافق الى نموذج القشرة بنموذج الهم المداري الازدواجي (Spin-orbitcoupling model) .

ففي هذا النموذج ونسبة الى الميكانيك الكمي تكون قاعدة الربط للزخم الزاوي الكلي كالآتي :

الزخم الزاوي الكلي ($\vec{j}\hbar$) يكون من جمع موجهاً الزخم الزاوي المداري ($\vec{l}\hbar$) والهم الذاتي ($\vec{s}\hbar$) (intrinsic spin) بحيث تكون قيمة الزخم الزاوي الكلي وكما موضحة بالشكل (3-5) كالآتي

$j = l - 1/2$ عندما يكون s و l غير متوازيين باتجاه واحد
 $j = l + 1/2$ عندما يكون s و l متوازيين باتجاه واحد .



شكل (3-5) يوضح العلاقة بين j, l, s

إذا كان التعامل الشديد للبرم الدائري المداري موجوداً، فإن الطاقة مع كل قيمة من قيم l تعطي زيادة في انفصال مستوياتها. مثلاً في حالة المستوى $2P$ حصلنا على انفصال بين المستويات $(2P_{1/2}$ و $2P_{3/2})$. في الشكل (3.6) نوضح تأثير البرم المداري الازدواجي على انفصال مستويات الطاقة في جهد البرم المدور.

يلاحظ في الشكل أعلاه أن أكبر عدد من النويات في كل مستوى (أعلى احتواء) يمكن حسابه من المعادلة $(2l+1)$. كذلك يلاحظ بأن أقرب المستويات لبعضها هي عندما تكون حاوية على أعداد من النويات مساوية الى الأعداد السحرية (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) لذلك فهي أكثر استقراراً من أي نواة أخرى. نستطيع كذلك تقدير قيم البرم النووي والتماثل النووي لأي نواة في الحالة أو المستوى الأرضي لها (ground state) وذلك إذا أخذنا بنظر الاعتبار الفرضيتين التاليتين:

أولاً: في المستويات المملوءة يجمع العزم المداري الزاوي وبرم العزم الزاوي (Orbital Spin angular momentum) بطريقة بحيث يكون العزم الزاوي الكلي مساوياً الى صفراً.

ثانياً: في المستويات التي لم تكن مملوءة، تشكل النويات أزواجاً من البروتونات أو النيوترونات وليس زوج من البروتون والنيوترون.

بأستخدام هاتين الفرضيتين يمكننا التوصل الى هاتين القاعدتين الأساسيتين:

القاعدة الأولى:

العزم الزاوي الكلي لأي نواة في الحالة الأرضية التي تحوي نويات أعدادها زوجية — زوجية (زوجية) يكون مساوياً الى صفر أي أن:

$$\sum j_n = 0 \text{ و } \sum j_p = 0$$

حيث j_n , j_p العزم الزاوي الكلي للبروتونات والنيوترونات على التوالي.

القاعدة الثانية :

(أ) في النواة التي تحتوي على أعداد من النيوترونات الزوجية والبروتونات الفردية ، فإن العزم الزاوي الكلي بالنسبة للنيوترونات يكون مساوياً الى صفر أي $\sum j_n = 0$. وأن الحالة الأرضية بالنسبة لبرم النواة تعتمد على برم آخر بروتون فردي .

(ب) في النواة التي تحتوي على أعداد من البروتونات الزوجية والنيوترونات الفردية ، فإن العزم الزاوي الكلي بالنسبة للبروتونات يكون مساوياً الى صفر أي $\sum j_p = 0$. وأما الحالة الأرضية بالنسبة لبرم النواة فأنها تعتمد على برم آخر نيوترون فردي .

(ج) في النواة التي تحتوي على أعداد من البروتونات الفردية والنيوترونات الفردية ، فإن الحالة الأرضية بالنسبة لبرم النواة يمكن حسابها من برم آخر نيوترون وبروتون مفرد . وأحتمال له قيمة بين : $j_n - j_p$ / و $j_n + j_p$ / .

من الممكن حساب قيم التماثل لأي نواة من المعادلة $P = (-1)^L$ حيث L كما ذكرنا سابقاً ، يمثل العدد الكمي المداري الى آخر نوية منفردة موجودة في النواة . أذن للنوية الموجودة في المدارات s, d, g تكون قيم التماثل موجبة وللنوية الموجودة في المدارات p, f, h قيم التماثل تكون سالبة .

مثال :

وضح شكل مستويات الطاقة لنواة عنصر الكالسيوم $^{43}_{20}\text{Ca}$ وتوزيع النويات فيها ؟

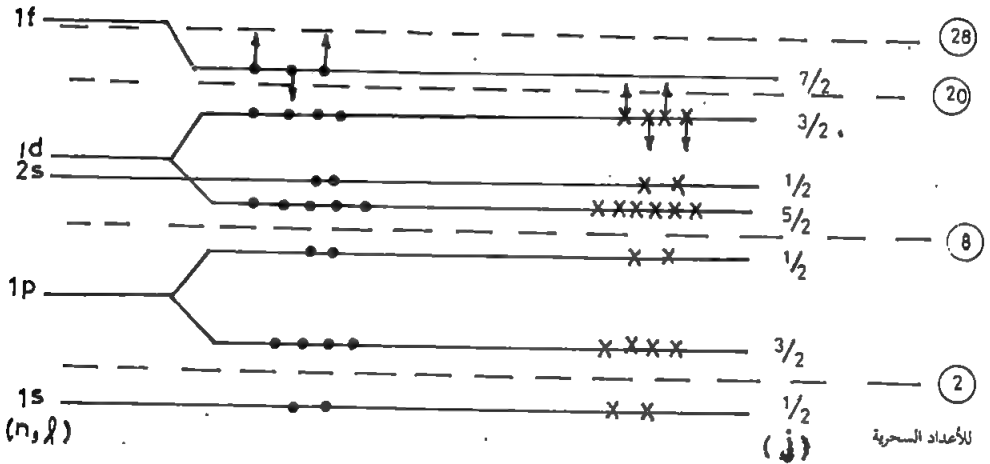
الحل :

أن نواة الكالسيوم $^{43}_{20}\text{Ca}$ تحتوي على :

20 بروتون أي $(Z = 20)$ و 23 نيوترون أي $(N = 23)$ وهذا يعني أن عدد البروتونات هو عدداً زوجياً وأن عدد النيوترونات هو عدداً فردياً . وتطبيق القاعدة الثانية — ب . يكون :

- ١ — تملئ المستويات بالبروتونات والنيوترونات حسب المعادلة $(2j + 1)$.
- ٢ — في المستويات المملوءة تكون قيمة البرم كما يلي:
 $\sum j_n = 0$ أو $\sum j_p = 0$
- ٣ — الحالة الأرضية لنواة الكالسيوم تحسب من برم آخر بروتون أو آخر نيوترون منفرد فيها.

وباستخدام المعادلات يتم توزيع النويات على المستويات كما يلي:



من الشكل أعلاه تحسب الحالة الأرضية لنواة الكالسيوم من آخر نيوترون فردي فيها، لذا فهي تكون $(1f_{7/2})$. أما قيمة برم النواة فهو $(7/2)$.



الفصل الرابع

Radioactive decay الانحلال الاشعاعي

4.1 المقدمة

يهتم هذا الفصل بمناقشة جزء من الخواص الحركية او الخواص المتغيرة مع الزمن للنوى ، ونقصد بذلك تلك التي تتعلق بالانحلال الاشعاعي للنوى حيث يتميز هذا الانحلال بالتحويل من نظام ابتدائي الى نظام نهائي بصورة تلقائية . ان مسألة حدوث العملية تلقائياً انما هو امر يتعلق بالطاقة . فاذا كانت الطاقة الكلية للنظام النهائي اقل منها في النظام الابتدائي عندئذ يكون بالامكان حدوث التحول التلقائي ، ويزداد معدل حدوث التحول بازدياد الفرق في الطاقة .

4.2 النشاط الاشعاعي

خلال السنوات العديدة من اكتشاف النشاط الاشعاعي ، وجد ان النوى النشطة اشعاعياً تقذف بشكل طبيعي نوعاً او اكثر من ثلاثة انواع من الاشعاعات التي امكن التفريق فيما بينها من قابليتها النفاذية وذلك كما يلي .

اشعة الفا — اوقفت بصفيحة ورقية
اشعة بيتا — اوقفت بصحيفة من الرصاص سمكها 1/16 أنج.
اشعة كاما — تستطيع النفاذ خلال عدة انجات من الرصاص.

ولقد اجريت تجارب بارعة ودقيقة من قبل عديد من الباحثين ، ادت الى البرهنة على ان اشعاعات الفا (α) انما هي نوى عنصر الهليوم (2He^4) واشعاعات بيتا β عبارة عن الالكترونات ($\pm e$) ، بينما اشعاعات كاما (γ) هي اشعاعات كهرومغناطيسية . ان كل نمط من انماط الانحلال الثلاثة المذكورة تلقي الضوء على جانب معين من جوانب التركيب النووي . سوف نتناول دراسة هذه الانماط الواحد بعد الاخر . بالفصل الخامس . ولما كان الاعتماد الزمني للانحلال الاشعاعي هو نفسه في الاساليب الثلاثة فسوف نقوم بمناقشة أولاً . في اي نمط للانحلال تدعى النواة الابتدائية بالنواة الام (Parent) وتدعى النواة الناتجة عن الانحلال بالنواة الوليدة (deugter) . ان ابسط انواع الانحلال هي تلك التي تكون فيها النواة الوليدة مستقرة ويسمى النظام الذي يحتوي على عدة اجيال من النوى الوليدة غير المستقرة بسلسلة الانحلال الاشعاعي .

4.3 الانحلال لابسط نظير مشع :

هناك حقيقة تجريبية اساسية في الانحلال الاشعاعي وهي ان احتمالية انحلال اي نواة في فترة قصيرة من الزمن dt لاتعتمد على اي من التأثيرات الخارجية والتي بضمنها انحلال نواة اخرى ، ونقصد بذلك ان كل النوى التي هي من نوع واحد يكون لها نفس احتمالية الانحلال . اذاً فاحتمالية الانحلال الاشعاعي $p(dt)$ تتناسب مع dt وبذلك يكون

$$p(dt) = \lambda dt \quad \dots\dots\dots(4-1)$$

حيث (λ) ثابت التناسب ويطلق عليه بثابت الانحلال وهو يختلف باختلاف نوع النوى واسلوب الانحلال .

ولحساب احتمالية تخلف نواة معينة لفترة زمنية t . نقسم الفترة الزمنية الى
(n) من الفترات الزمنية القصيرة المتساوية dt . وبذا تكون احتمالية التخلف للفترة
الاولى هي

$$1 - p(dt)$$

واحتمالية التخلف للفترة الثانية $[1 - p(dt)]^2$

واحتمالية التخلف للفترة (n) $[1 - p(dt)]^n$

وباستخدام المعادلة (4-1) يمكن كتابه احتمالية التخلف للفترة (n) كما

يلي :

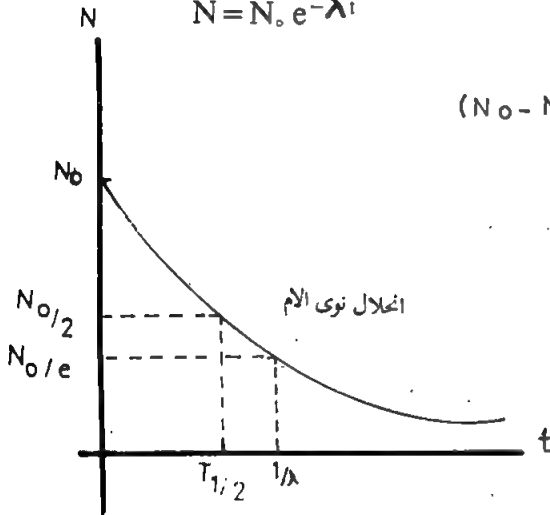
$$[1 - \lambda dt]^n = [1 - \lambda t/n]^n \rightarrow e^{-\lambda t} \dots\dots\dots(4-2)$$

$$n = \infty$$

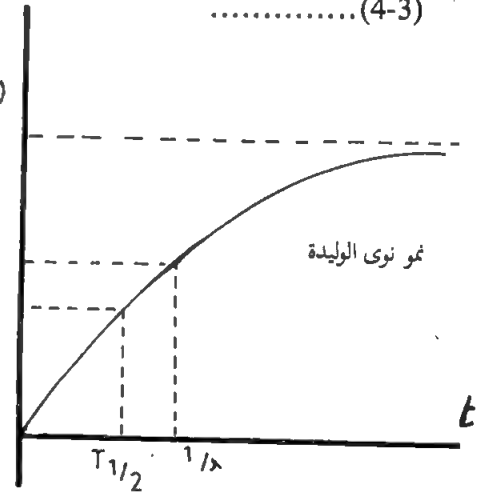
$$dt = 0$$

المعادلة (4-2) تمثل احتمالية التخلف لنواة واحدة . فاذا كان عدد النوى المتماثلة المتوفرة
في البداية هي N_0 ، يكون عندئذ عدد النوى الذي تخلف بعد زمن dt هو :

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \dots\dots\dots(4-3)$$



(a)



(b)

الشكل (4-1) (a) انحلال نوى الأم المشعة

(b) نمو النوى الوليدة المستقرة

ان بالامكان اشتقاق المعادلة (4-3) بطريقة اخرى ، فاذا فرضنا ان في اي وقت معين (t) توجد N ذرة من مادة مشعة ، فيكون معدل الانحلال بعد زمن (dt) متناسباً مع عدد الذرات الموجودة اي

$$-\frac{dN}{dt} \propto N$$

او

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N$$

حيث λ ثابت الانحلال ، والاشارة السالبة تدل على ان هناك نقصاً بقيمة (N) كلما زادت (t). اذن

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad \dots\dots\dots(4-4)$$

وبالتكامل :

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = - \int_0^t \lambda dt$$

نحصل على المعادلة (4-3) مرة اخرى ($N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}$) . معادلة (4-3) يمكن تمثيلها بالشكل (4-1 a) .

ولحساب عدد النوى المتحللة الى نواة الوليدة نستخدم معادلة (4-3) كما

$$\begin{aligned} N_0 - N &= N_0 \cdot e^{-\lambda t} & N_0 - N &= N_0 - N_0 \cdot e^{-\lambda t} \\ & & &= N_0 (1 - e^{-\lambda t}) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(4-5)$$

حيث تمثل ($1 - e^{-\lambda t}$) الزيادة الحاصلة لعدد النوى الوليدة (daughter nuclei) شكل (4-1 b) يوضح ذلك :

كذلك يمكن التعرف على اية مادة مشعة ليس فقط من خلال عدد الذرات المشعة الموجودة فيها وانما من خلال كمية الاشعاع المنبعث من هذه الذرات عندما تتحلل . حيث يقصد بهذه الكمية بالفعالية (Activity) ويرمز عادة لها بالرمز (A) وتعرف الفعالية بانها عمليات الانحلال النووي الحادثة في وحدة الزمن . فاذا فرضنا بان عدد الجسيمات المنبعثة (الاشعاع) dN_r من اي مادة مشعة تحوي N نواة مشعة في فترة زمن dt يمكن كتابتها

$$dN_r = - dN = \lambda N dt$$

او

$$\frac{dN_r}{dt} = \lambda N$$

حيث تمثل dN_r/dt معدل توليد الجسيمات المنحلة او الفعالية ويمكن كتابتها كما يلي :

$$\text{Activity (A)} = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad \dots\dots\dots(4-6)$$

اما عمر النصف $t_{1/2}$ (half - life) للانحلال الاشعاعي فيعرف بالفترة الزمنية التي ينقص خلالها العدد الاصيل للنوى الى النصف ، فمن المعادلة (4-6) نحصل على :

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1}{2} = e^{-\lambda t} \quad \dots\dots\dots(4-7)$$

اذن

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad \dots\dots\dots(4-8)$$

كذلك يعرف معدل العمر τ على انه معدل زمن التخلف للنوى المشعة . ولذا فمن المعادلات (4-2) و (4-4) يكون :

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t dN}{\int_0^{\infty} dN} = \frac{\int_0^{\infty} t N_0 e^{-\lambda t} \lambda dt}{N_0}$$

او

$$\tau = 1/\lambda \quad \dots\dots\dots(4-9)$$

جميع المعادلات اعلاه هي لنموذج الانحلال باسلوب واحد (اشعاع واحد) ، وهذا يعني اما اشعاع الفا او بيتا او كاما . اما اذا كانت احدى النوى بامكانها الانحلال باكثر من اسلوب واحد مثلاً مرة اشعة الفا ومرة اخرى اشعة بيتا فتزداد عندئذ احتمالية الانحلال . اذ ان احتمالات الانحلال لاساليب الانحلال المعروف تضاف الى بعضها الاخر ، لان احتمال الانحلال عن طريق اشعاع الفا لايعتمد على احتمال الانحلال باشعاع بيتا . فلنموذج يحوي على N من النوى ، يكون نقصان N في فترة زمنية ناتجاً عن كلا اسلوبي الانحلال وذلك

$$\begin{aligned} -dN &= dN_{\alpha} + dN_{\beta} \\ &= \lambda_{\alpha} N dt + \lambda_{\beta} N dt \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(4-10)$$

وباجراء التكامل ينتج

$$\begin{aligned} N &= N_0 e^{-(\lambda_{\alpha} + \lambda_{\beta})t} \\ &= N_0 e^{-\lambda_{total}.t} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(4-11)$$

تسمى النسبة $\lambda_{\alpha} / \lambda_{total}$ بالنسبة الفرعية (Branching ratio) لتحلل الفا . وان نصف العمر التجريبي يساوي $\ln 2 / \lambda_{total}$. اما بالنسبة لفعالية اشعة الفا فعندئذ

$$\begin{aligned} dN_{\alpha} / dt &= \lambda_{\alpha} N \\ &= \lambda_{\alpha} N_0 e^{-\lambda_{total}.t} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(4-12)$$

وبنفس الطريقة نحصل على فعالية اشعاع بيتا . حيث يظهر من ذلك ان ثابت الانحلال الذي يتحكم بعملية الانحلال هو $\lambda_{\alpha} + \lambda_{\beta}$ ، كذلك جتى في حالة ملاحظتنا لانحلال الفا فقط تكون عملية الانحلال بانبعاث بيتا ممكنة ايضاً بالنسبة للنواة .

4.4 طرق توليد النظائر المشعة

4.4.1 القصف النووي

اذا قصفت عينة من مادة ما بالنيوترونات ، فانه يتولد نتيجة هذا القصف نظير مشع بمعدل ثابت مقداره (Q) بعدها يبدأ هذا النظير المشع بالانحلال بمعدل

($-\lambda N$) ، حيث تمثل (N) عدد النوى النشطة الموجودة في النموذج . من الممكن اذا كتابه معدل التغير الحاصل في N كما يلي :

$$dN/dt = Q - \lambda N \quad \dots\dots\dots(4-13)$$

او

$$\frac{dN}{Q - \lambda N} = dt$$

او

$$\frac{d(Q - \lambda N)}{Q - \lambda N} = -\lambda dt$$

وبالتكامل نحصل على

$$Q - \lambda N = (Q - \lambda N) e^{-\lambda t}$$

واذا كانت $t=0$ اذن $N=0$ ، وبذلك تكون :

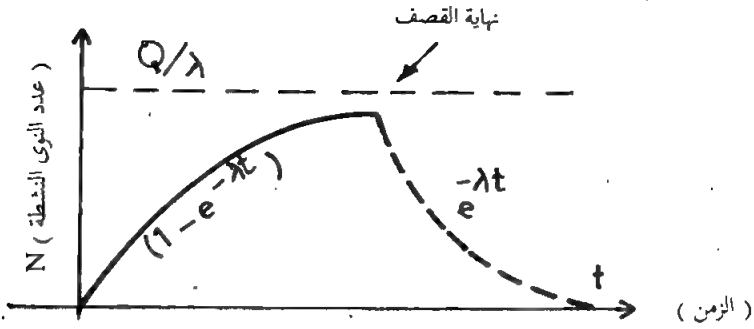
$$N = Q/\lambda \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \quad \dots\dots\dots(4-14)$$

فعند توقف عملية القصف ، ينحل النظير المشع المتولد حسب معادلة (4-3) . والشكل (4.2) يوضح تغير عدد النوى المشعة مع الزمن .

ان من غير المفيد عادة القصف لفترة زمنية اطول من ضعف او ثلاثة اضعاف عمر النصف للنظير المشع المتولد ، حيث يتكون خلال هذه الفترة الزمنية للقذف 3/4 الى 7/8 من القيمة القصوى (Q/λ) لعدد النوى المشعة المتكونة . وان الفعالية خلال عملية القصف تكون ممثلة في هذه الحالة بـ (λN) وليس بـ ($-dN/dt$) .

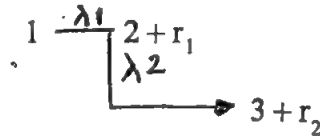
4.2.2 الانحلال المتعاقب Seccessive decay

لنفرض ان النواة الام (1) تنحل بثابت انحلال مقداره λ_1 وبذا ينتج من ذلك نواة وليدة (2) واشعاع r_1 ولنفرض ايضاً ان النواة الوليدة بدورها غير مستقرة ، ولذلك تنحل بثابت انحلال مقداره λ_2 منتجة بذلك نواة مستقرة (3) واشعاع r_2 وكما يلي :



(شكل 4.2)

توليد نظائر مشعة بطريقة القصف النووي



فإذا فرضنا ان N_1 , N_2 , و N_3 تمثل عدد النوى المتوفرة من كل نوع في زمن معين t ، عندئذ تصبح العلاقات التالية :

$$\frac{dN_1}{dt} = \lambda_1 N_1 \dots\dots\dots(4-15)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \dots\dots\dots(4-16)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 \dots\dots\dots(4-17)$$

هذه المعادلات توضح لنا الحقائق التالية : نواة الام (1) تنحل متحولة الى النواة الوليدة (2) بمعدل $\lambda_1 N_1$ والتي بدورها تنحل الى النواة الوليدة المستقرة (3) وذلك بمعدل $\lambda_2 N_2$. فاذا كان العدد الاصلي للنوى في زمن $t=0$ مساوياً الى N_0 .

فنجصل من معادلة (4-15) على

$$N_1 = N_0 e^{-\lambda_1 t} \dots\dots\dots(4-18)$$

وبالتعويض في المعادلة (4-16) نحصل على

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_0 e^{-\lambda_1 t} \quad \text{.....(4-19)}$$

وبضرب طرفي المعادلة (4-19) بـ $e^{-\lambda_2 t}$ نحصل على :

$$e^{-\lambda_2 t} \cdot \frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 e^{-\lambda_2 t} = \lambda_1 N_0 e^{-(\lambda_2 - \lambda_1) t}$$

$$\frac{d}{dt} (N_2 e^{-\lambda_2 t}) = \lambda_1 N_0 e^{-(\lambda_2 - \lambda_1) t} \quad \text{او}$$

وبالتكامل :

$$N_2 e^{-\lambda_2 t} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_0 e^{-(\lambda_2 - \lambda_1) t} + c \quad \text{.....(4-20)}$$

حيث c هو مقدار ثابت . وبضرب طرفي المعادلة (4-20) بـ $e^{-\lambda_2 t}$ اذن

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_0 e^{-\lambda_1 t} + c e^{-\lambda_2 t}$$

قيمة الثابت يمكن حسابه حيث حددت قيمته ادناه من الشروط الابتدائية لعمليات الانحلال ، فعند $t=0$ (بداية الانحلال) عدد النوى من نوع (2) تكون غير موجودة ($N_2=0$) .

اذن

$$c = \left(- \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_0 \right) \quad \text{.....(4-21)}$$

$$N_2 = \frac{N_0 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \dots\dots\dots(4-22)$$

وبالتعويض بالمعادلة (4-17) واجراء التكامل نحصل مباشرة على :

$$N_3 = \frac{N_0 \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{-\lambda_1} - \frac{e^{-\lambda_2 t}}{-\lambda_2} \right) + c'$$

قيمة c' يمكن حسابها . فعند $(t=0)$ ، عدد النوى من نوع (3) تكون غير موجودة . إذن $(N_3=0)$.

$$c' = \frac{N_0 \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\frac{1}{-\lambda_1} - \frac{1}{-\lambda_2} \right)$$

اذن

$$N_3 = \frac{N_0 \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\frac{1 - e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_1} - \frac{1 - e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2} \right) \dots\dots\dots(4-23)$$

4.5 تعادل النشاط الاشعاعي

لنفرض ان نواة الام (1) لها عمر نصف قصير مقارنة بالنواة الوليدة (2) اي ان $\lambda_1 \gg \lambda_2$ ، عندئذ وبعد زمن طويل $(t \gg 1/\lambda_1)$ يكون :

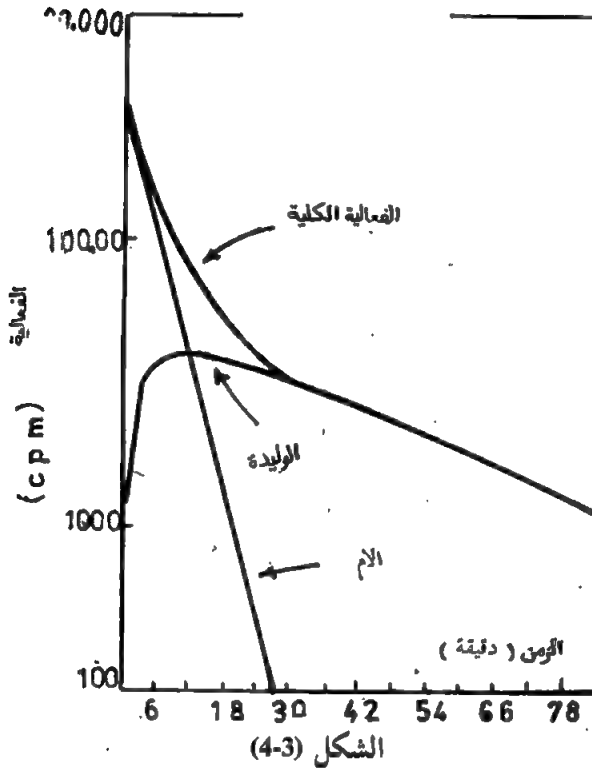
$$e^{-\lambda_1 t} \ll e^{-\lambda_2 t}$$

وبذلك يمكن اختصار المعادلة (4-22) الى

$$N_2 = \frac{N_0 \lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_1 t} \dots\dots\dots(4-24)$$

نستنتج من ذلك، على ان انحلال النواة الوليدة (2) بعد زمن طويل يحدده عمر النصف ($t_{1/2}$) فقط وهذا ما موضح بالشكل (4-3).

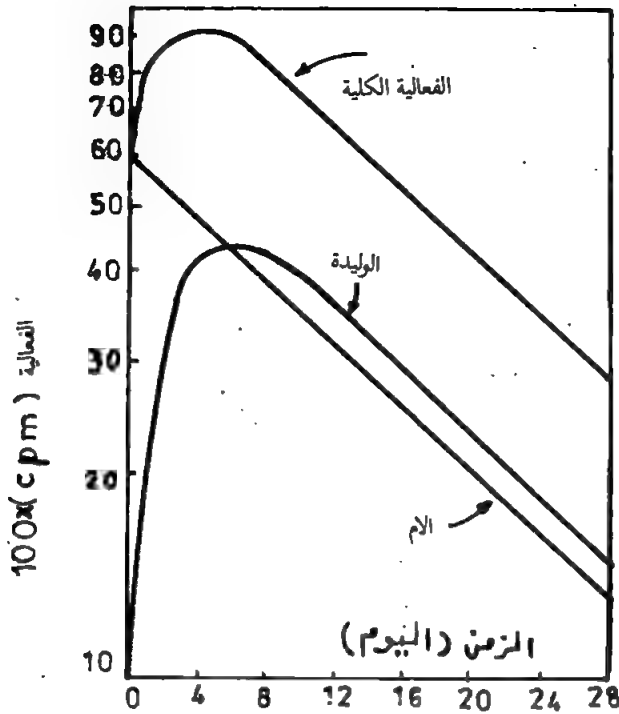
اما الآن لنفرض ان نواة الام (1) لها عمر النصف طويل مقارنة بنواة البنت (2). اي انه بعد زمن طويل ($t \gg 1/\lambda_2$) تصبح



الشكل (4-3)
يوضح منحنيات النمو والانحلال لنواة الام والوليدة (توازن وقي)
 $P_o^{218} \rightarrow \alpha + P_o^{214}$

$$N_2 = \frac{N_o \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \dots \dots \dots (4-25)$$

اي ان انحلال (2) بعد زمن طويل يحدد بعمر النصف ($t_{1/2}$) لنواة الام، وكما هو موضح بالشكل (4-4).



الشكل (4-4) يوضح منحنيات النمو والانحلال لنواة الام والوليدة (توازن وفتي)
 $Ba^{140} \rightarrow La^{140}$

وتحت هذه الظروف يكون بذلك

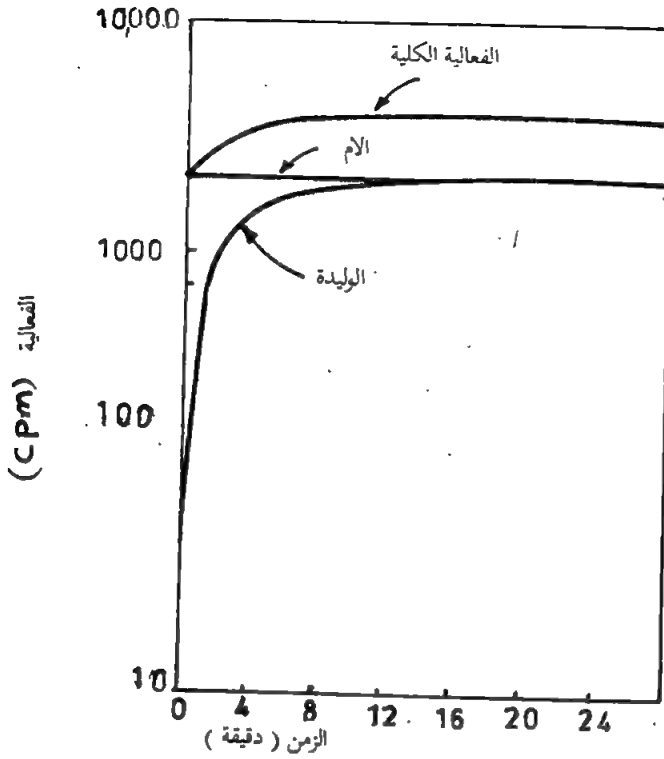
$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{1}{2 - 1}$$

او

$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{A_2}{A_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \dots\dots\dots(4-26)$$

حيث $A_1 = \lambda_1 N_1$ الفعالية الى نواة الام و $A_2 = \lambda_2 N_2$ الفعالية الى النواة الوليدة .
يطلق على هذه الحالة بالتوازن الانتقالي او الوفتي (transient equilibrium) اما في
حالة كون نواة الام ذات عمر نصف طويل جداً مقارنة بالنواة الوليدة، اي ان

$\lambda_1 \ll \lambda_2$ ، عندئذ تتساوى الفعالية $A_1 = A_2$ ونحصل بما يسمى بالتوازن الدائم (secular equilibrium) وكما هو موضح بالشكل (4-5).



الشكل (4-5) يوضح منحنيات النمو والانحلال لنواة الأم والوليدة
(توازن دائم) $CS^{137} \rightarrow Ba^{137}$

4.6 المتسلسلات النشطة إشعاعياً

توجد في الطبيعة نوى غير مستقرة يبلغ عددها (14) نواة لها $(t_{1/2})$ مقارب أو اكبر من عمر الكون وكما مبينة في الجدول التالي.

جدول (4-1) العناصر النشطة اشعاعياً الموجودة في الطبيعة والتي لها عمر نصف مقارب او اكبر من عمر الكون.

العنصر	نوع الانحلال	عمر النصف بالسنوات
$^{40}_{19}\text{K}$	β^- , Ec	1.2×10^9
$^{50}_{23}\text{V}$	Ec	4×10^{14}
$^{87}_{37}\text{Rb}$	β^-	6.2×10^{10}
$^{155}_{49}\text{In}$	β^-	6×10^{14}
$^{138}_{57}\text{La}$	β^- , Ec	1.1×10^{11}
$^{142}_{58}\text{Ce}$	α	5×10^{15}
$^{144}_{60}\text{Nb}$	α	3×10^{15}
$^{147}_{62}\text{Sm}$	α	1.2×10^{11}
$^{176}_{71}\text{Lu}$	β^-	5×10^{10}
$^{187}_{75}\text{Re}$	β^-	4×10^{12}
$^{192}_{78}\text{Pt}$	α	10^{15}
$^{232}_{90}\text{Th}$	α	1.39×10^{10}
$^{235}_{92}\text{U}$	α	7.07×10^9
$^{238}_{92}\text{U}$	α	4.51×10^9

جميعها تنحل
الى نواة مستقرة

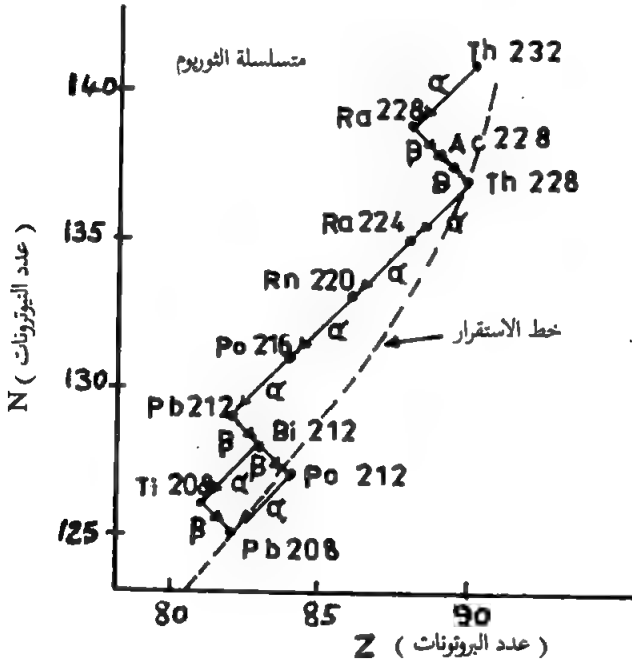
(10) اجيال نشطة اشعاعياً 1.39×10^{10}

(11) جيل نشط اشعاعياً 7.07×10^9

(14) جيل نشط اشعاعياً 4.51×10^9

ان اول (11) نواة في الجدول اعلاه تنحل الى نوى مستقرة. اما الثلاث الاخيرة في الجدول فهي $^{232}_{90}\text{Th}$, $^{235}_{92}\text{U}$ و $^{238}_{92}\text{U}$ فجميعها نوى ثقيلة تنحل الى نوى وليدة هي بدورها نوى مشعة تنحل الى نوى اخرى نشطة اشعاعياً. حيث تستمر هذه العملية لعدة اجيال حتى تستقر في النهاية الى نواة مستقرة. اذن هناك ثلاث متسلسلات نشطة اشعاعياً تظم عناصر اعدادها الذرية تقع بين $Z=81$ و $Z=92$ وتنتهي جميعها بنواة مستقرة (نظير الرصاص) $^{208}_{82}\text{Pb}$, $^{207}_{82}\text{Pb}$ و $^{206}_{82}\text{Pb}$.

شكل (4.6) يوضح الانحلال الكامل لمتسلسلة الثوريوم، حيث تم رسم العلاقة بين عدد البروتونات والنيوترونات في نواة الوليدة عند اي انحلال. الازاحة في الشكل لكل من قيم Z و N نحو القلة بمعدل (2) تعني انبعاث اشعاعات الفا (α)، اما الازاحة بقيمة Z نحو الزيادة بمعدل (1) او N نحو القلة بمعدل (1) فتعني انبعاث اشعاعات (B). ان اول نواة في متسلسلة الثوريوم لها عدد كتلي $A = 232$ يقسم على (4)، كذلك جميع النوى في هذه المتسلسلة لها قيم A تقبل القسمة على (4). اذن قيم A لاي عنصر من عناصر المتسلسلة يمكن كتابته كما يلي $(4n)$ حيث n عدد صحيح. اما بالنسبة لمتسلسلة اليورانيوم ^{238}U فانها تكتب كما يلي $(4n + 2)$ و متسلسلة الاكتونيوم والتي تبدأ بـ ^{235}U فانها تكتب بـ $(4n + 3)$.



شكل (4-6) الانحلال الكامل لمتسلسلة الثوريوم

أن كلاً من المتسلسلات الثلاث التي بحث اعلاه تبدأ بتظير طويل العمر لذا فكر العلماء كثيراً في احتمال وجود متسلسلة اخرى نشطة اشعاعياً تكون نظائرها قد اختفت او انها قليلة الى درجة لاتسمح الطرق الاعتيادية بالكشف عنها. وقد كان هناك شعور بان متسلسلة من هذا النوع يمكن تمثيلها كما يلي $(4n + 1)$.

ان نوى هذه المتسلسلة لا تتكون بصورة طبيعية، على كل حال، انها تتكون نتيجة تعامل نوى مع العناصر الثقيلة جداً من المتسلسلات الاخرى (مثلاً، اسر النيوترون من قبل ^{238}U يتبعه انحلال β^-). المتسلسلة الرابعة اطلق عليها متسلسلة النبتونيوم ^{237}Np وفيها ($Z=93$ و $A=237$) وتنحل بعمر نصف $(2.25 \times 10^6 \text{y})$. جدول (4-2) يوضح المعلومات الخاصة بالمتسلسلات الاربع والجدول (4-3) يوضح طرق الانحلال ونصف العمر للمتسلسلات النبتونيوم، اليورانيوم والاكتونيوم.

جدول (4-2) المعلومات الخاصة بالمتسلسلات الاربع

عدد الاعضاء	النوع	الرمز	اسم المتسلسلة
13	$4n$	$^{232}\text{Th}_{90}$	Thorium
13	$4n + 1$	$^{237}\text{Np}_{93}$	Neptunium
18	$4n + 2$	$^{238}\text{U}_{92}$	Uranium
15	$4n + 3$	$^{235}\text{U}_{92}$	Actinium

4.7 الوحدات الاشعاعية Radiation Units

تقاس فعالية اي عنصر مشع بعدد الانحلالات النووية الحادثة في وحدة الزمن، لذا فان وحدة الفعالية (Activity Unit) يطلق عليها بالكوري (Curie)، حيث يعرف الكوري بانه فعالية اي عنصر مشع ينحل بمعدل 3.7×10^{10} بالثانية.

$$1 \text{ curie (Ci)} = 3.7 \times 10^{10} \text{ disintegration/ sec.}$$

وهناك وحدة (الرذفورد) Rutherford التي تستخدم كذلك لقياس الفعالية والتي تعرف بانها : فعالية اي عنصر مشع ينحل بمعدل 10^6 بالثانية.

$$1 \text{ rd} = 10^6 \text{ disintegration/sec.}$$

اما وحدة التعرض للاشعاع (exposure unit) فتعرف بالرونتنجن (Roentgen)، وهذه الوحدة تنحصر غالباً في اشعاعات كاما والاشعة السينية. تعرف هذه الوحدة بكمية الاشعاع الساقط المتولد عنه مقدار من الشحنات الكهربائية مجموعها 2.5×10^4 كولوم في 1 كغم من الهواء. وهذا التعريف بصورة عامة مشابه لتعريف وحدة الشحنات الكهربائية في 1 سم² من الهواء الجاف بدرجة الصفر المئوي وضغط 760 ملليمتر زئبق، أي تحت الظروف القياسية.

اما وحدة جرعة الامتصاص (Absorbed Dose Unit) فيطلق عليها بالراد (Rad)، حيث يمثل (الراد) الطاقة الممتصة والمساوية الى 100 ارك وذلك من قبل 1 غم من المادة المعرضة للاشعاع (او 0.01 جول / كغم) وهذه الوحدة تطبق على كل انواع الاشعاعات والمواد.

واخيراً، فان وحدة الجرعة المكافئة (Dose Equivelent Unit) يطلق عليها بالريم (rem)، حيث يعرف (الريم) بكمية الطاقة الممتصة من قبل المادة المعرضة للاشعاع مضروباً بالتأثير البيولوجي النسبي الذي يقصد به التأثير الحاصل عندما تتعرض مادة الى اشعاعات مختلفة حيث لا يكون هذا التأثير متساوياً بالشدة على الاطلاق.

مثال :

احسب فعالية 1 gm من الراديوم-226. اذا كان عمر النصف له مساوياً الى $(t_{1/2} = 1620 \text{ year})$

$$\lambda = \frac{0.693}{t_{1/2}} = \frac{0.693}{1.62 \times 10^3(\text{y})}$$

$$= 1.38 \times 10^{-11} \text{ Sec}^{-1}$$

في كل 1 gm من الراديوم هناك 6.02×10^{23} ذرة (عدد افوكادور). اذن 1 gm من (الراديوم) يحوي على N ذرة نشطة اشعاعياً

$$N = \frac{N_A}{A} = \frac{6.62 \times 10^{23}}{226} = 2.66 \times 10^{21} \text{ (atom) ذرة}$$

الفعالية في زمن $t = 0$ تساوي :

$$A = \lambda N$$

$$= 1.3 \times 10^{-11} \text{ Sec}^{-1} \times 2.66 \times 10^{21}$$

$$= 3.7 \times 10^{10} \text{ تحلل بالثانية (disintegration/sec)}$$

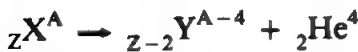
الفصل الخامس

انماط الانحلال النووي Nuclear decay modes

5.1 الانحلال بأنبعاث جسيمات الفا (α)

بعد أن تم شرح ومناقشة النشاط الإشعاعي بصورة مفصلة، وبيننا أن أنبعاث جسيمات الفا وبيتا وأشعاع كاما هو عبارة عن أنبعاث دائم من نوى منحلة، لذا سوف يتم بصورة مفصلة شرح خواص كل انحلال على انفراد مبتدئين بأنحلال جسيم الفا (α) الذي هو عبارة عن نواة ذرة الهليوم ${}^4_2\text{He}$.

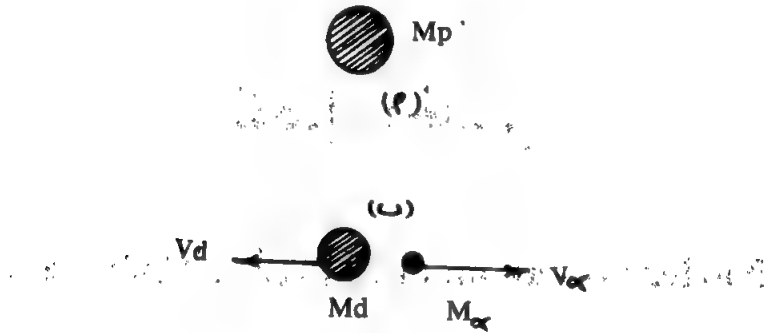
في عملية انحلال جسيم الفا، تنحل نواة الأم ${}_Z^AX^A$ الى نواة وليدة ${}_{Z-2}^{A-4}Y^{A-4}$ تلقائياً وعلى الشكل التالي:



اي ان التحول من نواة الأم الى نواة وليدة يصحبه تغير بقيمة العدد الكتلي (Z)، لذا فإن الخواص الكيماوية للنواة الوليدة سوف تختلف عن الخواص الكيماوية لنواة الأم

5.2 طاقة الانحلال

من الممكن إيجاد قيمة طاقة وسرعة جسيم الفا عند انحلال نواة الأم وذلك باستخدام مبدأي حفظ الطاقة والزخم. لنفرض الآن ان كتلة نواة الأم هي M_p ولتكن ساكنة قبل الانحلال وبذلك يكون زخمها الخطي مساوياً الى صفر. فعندما تبعث جسيم الفا ذات كتلة m_α وسرعة V_α ، فإن كتلة النواة الوليدة M_d تترد باتجاه معاكس وبسرعة V_d كما هو موضح بالشكل (5-1)



شكل (5-1) (أ) قبل الانحلال، (ب) بعد الانحلال، جسيم الفا ونواة الوليدة يبعثان باتجاهين متعاكسين وذلك لحفظ الزخم.

فإذا اعتبرنا أولاً مجموع الطاقات قبل الانحلال E_1 مساوياً الى مجموع الطاقات بعد الانحلال E_2 (قانون حفظ الطاقة)، اذن :

$$E_1 = E_2 \quad \dots\dots\dots (5-1)$$

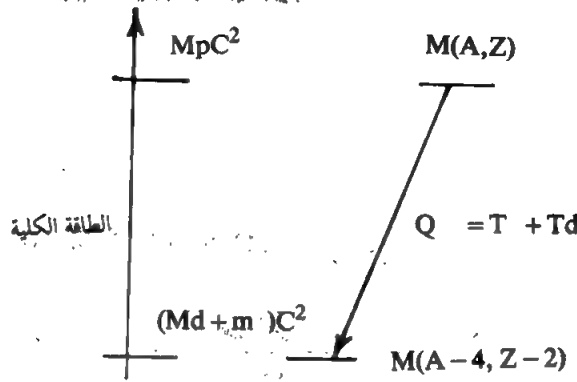
$$M_p C^2 = M_d C^2 + T_d + m_\alpha C^2 + T_\alpha \quad \dots\dots\dots (5-2)$$

حيث T_d ، T_α الطاقة الحركية للنواة الوليدة وجسيم الفا على التوالي، ايضاً بالامكان كتابة معادلة (5-2) كما يلي :

$$T_d + T_\alpha = Q_\alpha = [M_p - (M_d + m_\alpha)] C^2 \quad \dots\dots\dots (5-3)$$

حيث Q_α هي الطاقة الكلية المتحررة وتمثل طاقة الانحلال (decay energy) ان

طاقة الانحلال تأتي من مجموع الطاقات الحركية لمنتجات الانحلال أو من الفرق بين كتلة نواة الأم والنواة الناتجة شكل (5-2).



شكل (5-2) يوضح طاقة الانحلال $Q \propto$ المتحررة في عملية انحلال جسيم الفا.

ان قيمة $Q \propto$ يجب ان تكون موجبة ومن هذا يتحقق الشرط في الانحلال التلقائي لجسيم الفا والذي تكون فيه كتلة السكون الى نواة اكبر من مجموع كتل السكون لكل من النواة الوليدة وجسيم الفا. يعبر بشكل اعتيادي عن قيمة $Q \propto$ بدلالة الكتل الذرية بدلاً من قيم الكتل النووية لذا فبالأمكان اضافة او طرح (Zm_e) فقط، حيث m_e كتلة الالكترون، وبذلك تصبح معادلة (5-3) كما يلي:

$$Q \propto = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - m(4, 2)]C^2 \dots\dots\dots (5-4)$$

حيث $M_d + (Z-2)m_e = M(A-4, Z-2)$, $M_p + Zm_e = M(A, Z)$ و $m_{\alpha} + 2m_e = m(4, 2)$ هي الكتل الذرية لذرة الأم والوليدة والهليوم على التوالي.

من الممكن حساب قيمة طاقة الانحلال $Q \propto$ بسهولة وبدلالة الطاقة الحركية $T \propto$ لجسيم الفا كما يلي معادلة (5-3):

$$Q \propto = T_d + T \propto$$

فإذا اعتبرنا ان قيم $T \propto$ و T_d صغيرة جداً بحيث من الممكن استخدام العلاقات غير النسبية لحساب قيم هذه الطاقات، عليه تكون:

$$(T_d = 1/2 M_d V_d^2, T \propto = 1/2 m \propto V^2 \propto)$$

او تصبح معادلة (5-3) كما يلي :

$$Q_{\alpha} = 1/2 M_d V_d^2 + 1/2 m_{\alpha} V_{\alpha}^2 \quad \dots\dots\dots(5-5)$$

كذلك بأستخدام قانون حفظ الزخم يكون :

$$P_d = P_{\alpha}$$

او

$$M_d \cdot V_d = m_{\alpha} V_{\alpha} \quad \dots\dots\dots(5-6)$$

من معادلة (5-5) و (5-6) ، نحصل على :

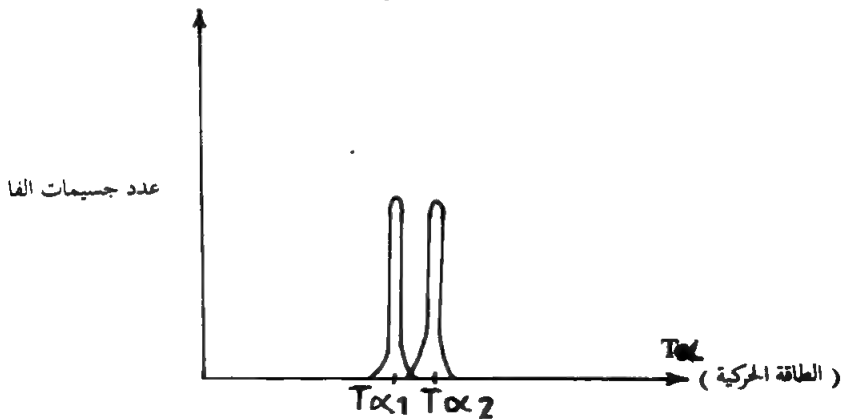
$$Q_{\alpha} = \frac{1}{2} M_d \left[\frac{m_{\alpha} V_{\alpha}}{M_d} \right]^2 + 1/2 m_{\alpha} V_{\alpha}^2$$

او

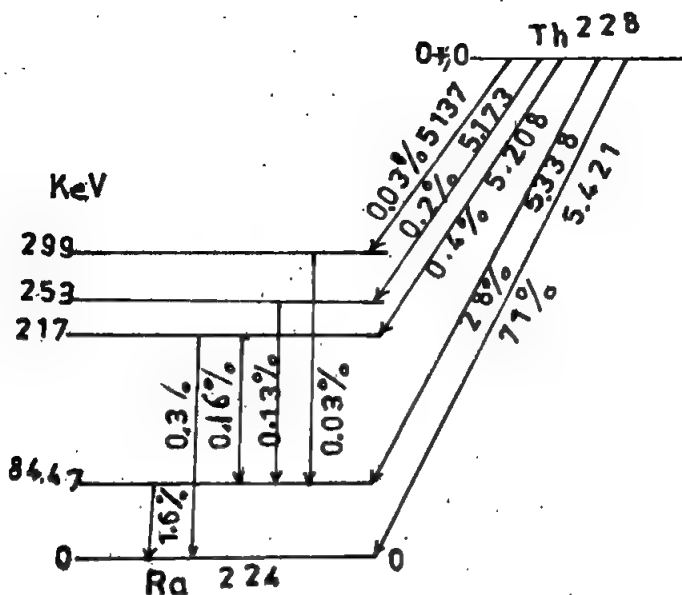
$$Q_{\alpha} = T_{\alpha} \left[\frac{m_{\alpha}}{M_d} + 1 \right] \quad \dots\dots\dots(5-7)$$

او

$$T_{\alpha} = \frac{Q_{\alpha}}{1 + (m_{\alpha}/M_d)} \quad \dots\dots\dots(5-8)$$



الشكل (5-3) طيف الطاقة لجسيمات الفا .



الشكل (5-4)



المحلل الثوريوم

(الخطوط المائلة تمثل مجاميع جسيمات الفا. اما الخطوط العمودية لتمثل اشعة كاما)

من المعقول اذا قلنا بأن قيم M_d تساوي تقريباً $4/A-4$ وبذلك
فأن معادلة (5-8) تصبح:

$$T\alpha = \frac{A-4}{A} / Q\alpha / \dots\dots\dots(5-9)$$

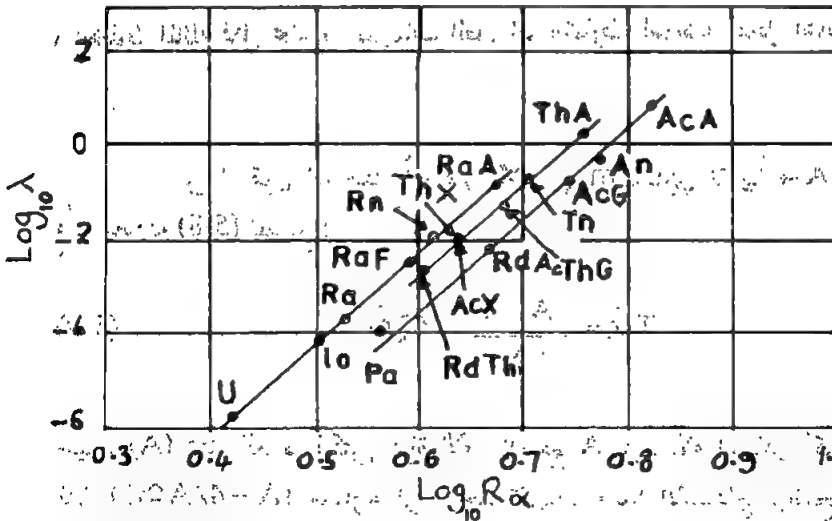
حيث (A) تمثل العدد الكتلي لنواة الام. ان قيم A لنواة الام اعتيادياً كبيرة، لذلك
فأن $(A-4/A \simeq 1)$ مساوية الى واحد تقريباً. وهذا الاستنتاج يوضح بأن كافة
طاقة الانحلال $Q\alpha$ قد تذهب كطاقة حركية لجسيم الفا.

5.3 طيف جسيمات الفا :

اولاً :

عند دراسة طيف الطاقة لجسيمات الفا نلاحظ ان هذا الطيف متكون من عدد من الخطوط المنفصلة والمميزة ، شكل (3-5) ، التي تمثل النويات المختلفة التي تتحلل اليها النواة حتى تنتهي الى الحالة النهائية ، وتكون النواة الناتجة من الانحلال مثارة او متهيجة في اي من مستويات الطاقة بعدها تعود الى الحالة الارضية تبعث اشعة كاما .

وعلى سبيل المثال وعند دراسة انحلال عنصر الثوريوم $^{228}\text{Th}_{90}$ الى الرادون $^{224}\text{Ra}_{88}$ نلاحظ انبعثت خمس مجاميع من جسيمات الفا وبطاقات مختلفة ، شكل (4-5) . هناك مجموعة واحدة فقط طاقة جسيمات الفا فيها (5.42 MeV) ويكون انتقالها من الحالة الارضية لنواة الام الى الحالة الارضية للنواة الوليدة . اما المجاميع الاربع فترك النواة الوليدة في حالة التهييج والتي تعود بعدها الى الحالة الارضية باعثة اشعة كاما التي وجدت انها في حالة تطابق زمني مع انبعث جسيمات الفا . من الملاحظ ان وجود هذه المجاميع من اطيف طاقة جسيمات الفا قد برهن على ان طاقة جسيمات الفا هي عبارة عن طاقات منفصلة .



شكل (5-5) العلاقة بين لوغاريتم ثابت الانحلال ($\text{Log } \lambda$) ولوغاريتم المدى $\text{Log } R_\alpha$ وذلك لجسيمات الفا المنبعثة من مصادر نشطة اشعاعياً مختلفة .

ثانياً :

من خلال البحوث التجريبية لوحظ أن معظم جسيمات ألفا المنبعثة من نوى نشطة إشعاعياً لها طاقات تتراوح بين (4-10 MeV) وأن هناك علاقة مباشرة بين طاقة هذه الجسيمات وعمر النصف للنواة المنحلة، حيث أن النواة التي عمر النصف فيها طويل تبعث جسيمات ألفا بطاقة قليلة، أما النواة التي عمر النصف فيها قصير فأنها تبعث جسيمات ألفا بطاقة كبيرة. أن أول من أوضح العلاقة بين طاقة جسيمات ألفا وعمر نصف النواة هما العالمان نيوتل وكايكر (Nuttall and Geiger)، حيث تمكنا من إيجاد علاقة خطية بسيطة تربط ثابت الانحلال $R_{\alpha}, \lambda (= 0.693/t_{1/2})$ في الهواء والرصاص وكما يلي :

$$\log \lambda = a + b + \log R_{\alpha} \quad \dots\dots\dots (5-10)$$

حيث (a,b) ثوابت يمكن الحصول على قيمهما من الشكل (5-5). كذلك لوحظ أن هناك علاقة بين شدة المجموعة وطاقة المجموعة. فالمجموعة التي تحوي على جسيمات ألفا بطاقة عالية تكون شدتها عالية، أما المجموعة التي تحوي على جسيمات ألفا بطاقة وأطفة تكون شدتها قليلة، لاحظ شكل (5-4). أما الجدول (5-1) فيوضح ماورد أعلاه.

الجدول (5-1) يوضح العلاقة بين طاقة جسيمات ألفا وعمر النصف للنواة المنحلة

مصدر جسيمات ألفا	طاقة ألفا (MeV)	عمر النصف (t _{1/2})	ثابت الانحلال ()
²³² Th ₉₀	4.05	1.39 × 10 ¹⁰ Year	1.5 × 10 ⁻¹⁸ sec ⁻¹
²³⁸ U ₉₂	4.18	4.49 × 10 ⁹ Year	4.9 × 10 ⁻¹⁸ sec ⁻¹
²¹² Bi ₈₃	6.09	2.99 hr	6.4 × 10 ⁻⁴ sec ⁻¹
²¹⁸ Em	7.25	1.9 × 10 ⁻² sec	36.4 sec ⁻¹
⁴⁵ At ₈₅	8.0	10 ⁻⁴ sec	10 ⁴ sec ⁻¹

مثال

^{240}Pu ينحل بعمر نصف قدره 6760 year . باعثاً مجموعتين من جسيمات الفا وبطاقة 5.17 MeV, 5.12 MeV على التوالي . ماهي طاقة الانحلال لكل مجموعة وكذلك طاقة اشعة كاما؟

الحل :

$$T_{\alpha} = \frac{A-4}{A} \cdot Q_{\alpha} \quad \text{or} \quad Q_{\alpha} = \frac{A}{A-4} T_{\alpha}$$

$$Q_{\alpha_1} = (240/236) \cdot 5.17 = 5.25 \text{ MeV}$$

$$Q_{\alpha_2} = (240/236) \cdot 5.12 = 5.20 \text{ MeV}$$

عندما ينحل Pu^{240} بطاقة انحلال 5.12 MeV فإن النواة الوليدة تبقى في حالة تهيج بعدها تستقر الى الحالة الارضية باعثة اشعة كاما وبطاقة مقدارها :

$$h \nu = Q_1 - Q_2$$

$$= 5.25 - 5.20$$

$$= 0.05 \text{ MeV}$$

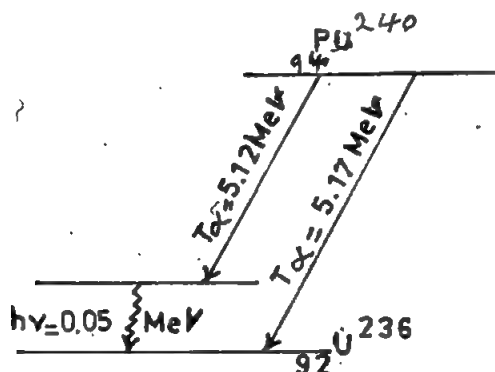
القيمة 0.05MeV مطابقة للقيمة التي قيست تجريبياً والبالغة 0.045 MeV .

5.4 نظرية انبعاث جسيمات الفا

ان النظريات التقليدية (الكلاسيكية) لم تستطع تفسير ميكانيكية انحلال جسيم الفا . لكن امكن تفسير هذه الميكانيكية بصورة وصفية على اساس الميكانيكا الكمية او الموجيه . كلنا يعلم انه عندما تقترب جسيمة مشحونة بشحنة موجبة من نواة فانها تجابه حاجزاً مسيياً عن قوة تنافر كولوم بينهما ، ويسمى هذا بحاجز الجهد الكولومي ، ويعرف اقصى ارتفاع لهذا المنحني بارتفاع الحاجز . لذلك وفقاً لمقتضيات الفيزياء الكلاسيكية لابد ان تكون الطاقة الحركية للجسيمة اكبر من

حاجز كولوم لتمكن من اختراق النواة للداخل فمثلاً عنصر ال $^{214}\text{Po}_{84}$ يبعث جسيمات الفا بطاقة حركية (7.68 MeV). فأذا حاولنا اسقاط هذه الجسيمات على هدف، كصفحة رقيقة من اليورانيوم $^{238}\text{U}_{92}$ ، فإن هذه الجسيمات سوف ترتد لان طاقتها غير كافية لعبور الحاجز كما هو موضح بالشكل (5-6).

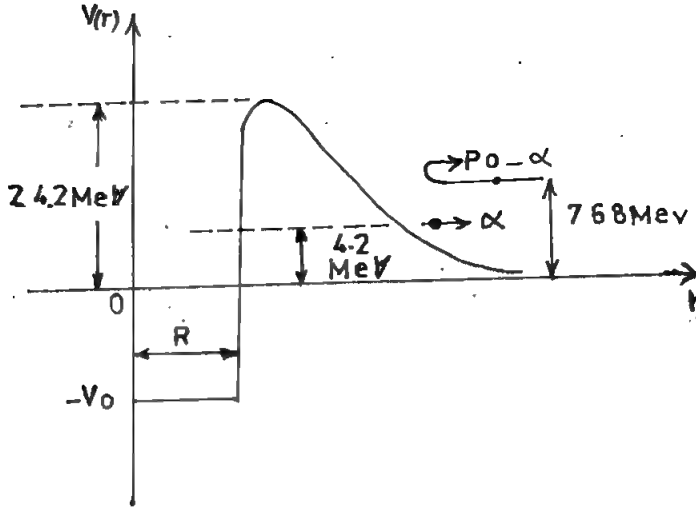
كذلك ومن حجة اخرى نجد ان الطاقة الحركية لجسيمات الفا المنبعثة من نواة اليورانيوم $^{238}\text{U}_{92}$ تبلغ حوالي 4.2 MeV فقط، مع العلم ان ارتفاع حاجز الجهد لنواة اليورانيوم حوالي 24.2 MeV. شكل (5-7).



اذن السؤال الذي يطرح نفسه هو كيف لجسيمات الفا والتي طاقتها بين (4-10) MeV تستطيع الخروج من النواة التي ارتفاع حاجز جهدها الكولومي اكبر من ذلك.

لقد فسر (كامو وكوندن وكورني) Gamow, Condon and Gurney عام 1928 ولاول مرة بنجاح الانحلال الاشعاعي للنواة ببعث جسيمات الفا على اساس النفوذ من حاجز الجهد الكولومي.

ان جسيمات الفا الخارجة من اي نوع من النوى التي عددها الذري Z ، تخرج حاملة نفس الطاقة الحركية T_α وتكون قيمتها اقل بكثير من حاجز الجهد لتلك النواة. لنفرض ان لدينا مستويًا للطاقة داخل نواة عددها الذري Z وعددها الكتلي A ونصف قطرها R . ولنفرض ايضاً وجود جسيمة الفا في النواة بطاقة T_α تتحرك ضمن المجال الكروي اي ضمن نصف القطر R والذي هو اصلاً متكون نتيجة حاجز الجهد بالنسبة للنواة الوليدة نتيجة لحركة جسيم الفا للامام والخلف فأنها



الشكل (5-6) العلاقة بين ارتفاع حاجز الجهد الكولومي $V(r)$ والمسافة من مركز النواة r .

تكون ارتداداً على نفسها وعلى الحاجز ، وبالتالي استناداً للميكانيك الموجي فإنه يوجد احتمال تكون موجة مرافقة الى جسيمة الفا التي يمكن بها ان تنفذ من حاجز الجهد وتجد نفسها خارج النواة مباشرة وعلى مسافة r_1 ، شكل (5-7) ، لقد اطلق على هذا التأثير بظاهرة النفق (tunnel effect) .

في النقطة r_1 من الممكن حساب الطاقة الكامنة لهذه الجسيمة التي شحنتها $2e$ والواقعة في مجال كولوم نواة شحنتها $(Z-2)e$ كالآتي :

$$E_0 = \frac{(Z-2)e^2}{r_1} \dots\dots\dots (5-1)$$

بعد اندفاع جسيمة الفا بعيداً عن النواة وعلى مسافة كبيرة منها تكون طاقتها بأكملها طاقة حركية .

ولنأخذ الآن الجانب الرياضي لحساب عمر نصف انحلال جسيمة الفا داخل النواة ومقارنته بالنتائج التجريبية معتمدين النظرية أعلاه .

أن احتمالية الانحلال في وحدة الزمن يطلق عليها $\lambda \propto$ وهذه مساوية الى عدد التصادمات التي تحدثها جسيمات ألفا بجدار النواة. في الثانية مضروباً بأحتمالية جسيم الفا على اختراق حاجز الجهد P.

اذن

$$\lambda \propto = \frac{V_{in}}{R} P \dots\dots\dots (5-17)$$

حيث V_{in} سرعة جسيم ألفا داخل النواة. حسب الميكانيك الكمي ، P ، الاحتمالية يمكن تمثيلها :

$$P \simeq e^{-\lambda} \dots\dots\dots (5-18)$$

حيث

$$= 2/\hbar \int_{r_1}^{r_2} [2m_o[V(r) - E]]^{1/2} dr \dots\dots\dots (5-13)$$

وبالتعويض نجد قيم

$$V_{in} \simeq 1.7 \times 10^{21} \text{ sec}^{-1}$$

$$P \simeq e^{-90} \simeq 10^{-39}$$

اذن

$$\lambda \propto = 1.7 \times 10^{-18} \text{ sec}^{-1}$$

او

$$t_{1/2} = 4.1 \times 10^{17} \text{ sec}$$

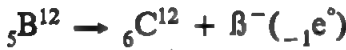
$$= 1.3 \times 10^{10} \text{ Year}$$

هناك تطابق ممتاز بين عمر نصف جسيم الفا داخل النواة المحسوب بالنظرية اعلاه والمقاس تجريبياً ($t_{1/2} = 0.45 \times 10^{10} \text{ Year}$)

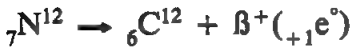
5.5 الانحلال بأنبعاث جسيمات بيتا (B)

يحدث انحلال بيتا للنواة وذلك ببعث جسيمات بيتا التي تكون شحنتها سالبة وتسمى بيتا سالب (الالكترون) ويرمز له (β^-) وأما موجبة وتسمى بيتا موجبة (البوزترون) ويرمز له (β^+) . ولتفسير عملية الانحلال نأخذ مثلاً النوى الثلاث التالية ${}^{12}_5\text{B}$ ، ${}^{12}_6\text{C}$ ، و ${}^{12}_7\text{N}$ والتي تحوي جميعها على 12 نوية، مختلفين بعدد البروتونات والنيوترونات (Z, N) ، أي ان النوى الثلاث اعلاه تمثل المتكاثلات Isobars. ان نواة الكربون ${}^{12}_6\text{C}$ نواة مستقرة تحوي على 6 بروتونات و 6 نيوترونات، اما نواة البورون ${}^{12}_5\text{B}$ فأنها تحوي على نيوترونات اكثر وكذلك نواة النايتروجين فأنها تحوي على بروتونات اكثر.

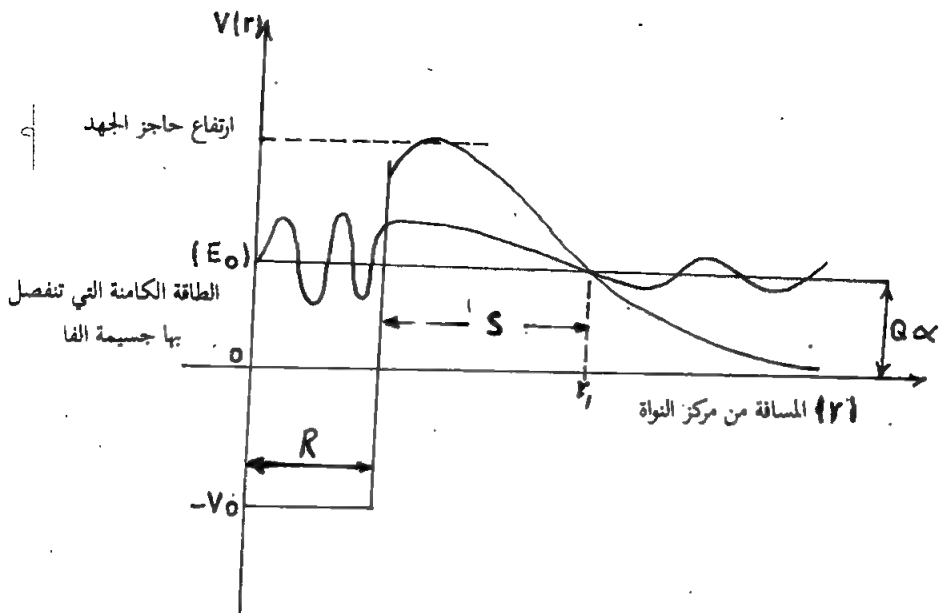
وبصورة عامة فإن نواة ${}^{12}_5\text{B}$ ، ${}^{12}_7\text{N}$ هما نواتان غير مستقرتين نحاولان الاستقرار وذلك بجعل مستويات الطاقة لكل منها مملوءة بأعداد متساوية من البروتونات والنيوترونات. لو نأخذ نواة ${}^{12}_5\text{B}$ فأنها تتحلل الى مستوى طاقة اقل بتحويل احد النويات من النيوترون الى البروتون. آخر نيوترون ينتقل الى مستوى طاقة اقل وهو المستوى الذي فيه عدد البروتونات قليلة، وهذا التحويل يعطي نواة الكربون المستقرة. ولحفظ الشحنة في عملية التحويل هذه يجب ان تخلق وحدة شحنة سالبة واحدة يطلق عليها الالكترون ويرمز لها β^- .



اما نواة النايتروجين ${}^{12}_7\text{N}$ فأنها تنحل الى مستوى طاقة اقل بتحويل احدى النويات من البروتون الى النيوترون. آخر بروتون ينتقل الى مستوى طاقة اقل وهو المستوى الذي فيه عدد النيوترونات قليلة، وهذا التحول يعطي نواة الكربون المستقرة. ولحفظ الشحنة في عملية التحويل هذه يجب ان تخلق وحدة شحنة موجبة واحدة يطلق عليها البوزترون ويرمز لها β^+ .



عمليات الانحلال هذه من الممكن ملاحظتها من خلال الشكل (5-8). النواة ${}^{12}_6\text{C}$ تقع على خط الاستقرار للنوى الموجودة في الطبيعة. بينما ${}^{12}_5\text{B}$ تقع فوقه و ${}^{12}_7\text{N}$ تقع تحته.



الشكل (5-7) ميكانيكية انحلال جسيم الفا نسبة الى نظرية (كاما وكندن وكوري) (S) تمثل عرض حاجز الجهد — يلاحظ الازاحة لدالة الموجة كبيرة داخل البئر وصغيرة خلال او خارج الحاجز

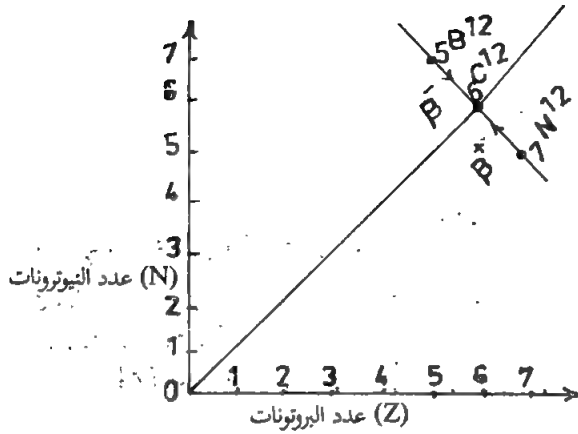
5.6 طاقة الانحلال

ان الطاقة اللازمة للانحلال المصحوب بأنبعاث جسيمات بيتا يحصل من الفرق بين كتلة الذرة الاصلية ذات العدد الكتلي A والعدد الذري Z ومجموع كتل الذرة النهائية ذات العدد الكتلي A والعدد الذري (Z + 1) وجسيمة بيتا.

من الممكن حساب قيمة هذه الطاقة وذلك باستخدام قوانين حفظ الطاقة ومن ثم حساب سرعة جسيم بيتا. مرة اخرى يمكننا تمثيل حالات انحلال جسيم بيتا كالآتي :



لنفرض اولاً انحلال جسيم B^- ونعتبر ان M_p , M_d , m_e هي كتل نواة الأم والوليدة



الشكل (5-8) يمثل التحلل B^+ من ${}^{12}_7N$ والتحلل B^- من ${}^{12}_5B$ إلى ${}^{12}_6C$ المستقر

والإلكترون على التوالي، وكذلك قيم T_d و $T_e(\text{max.})$: الطاقة الحركية للنواة الوليدة والطاقة الحركية العظمى للإلكترون. إذن من مبادئ حفظ الطاقة يكون

$$M_p C^2 = M_d C^2 + T_d + m_e C^2 + T_e(\text{max.}) \quad \dots\dots\dots (5-14)$$

T_p تساوي صفراً على اعتبار أن نواة الأم ساكنة قبل الانحلال. بالامكان التعبير عن طاقة جسيم بيتا بدلالة طاقة الانحلال Q_β كما يلي:

$$T_d + T_e(\text{max.}) = Q_\beta = (M_p - M_d - m_e) C^2 \quad \dots\dots\dots (5-15)$$

وكما تطرقنا سابقاً يعبر عن قيم طاقة الانحلال (Q) بصورة عامة بدلالة الكتل الذرية بدلاً من الكتل النووية. لذا بالامكان فقط إضافة أو طرح Zm_e ، حيث m_e كتلة الإلكترون، من الطرف الأيمن للمعادلة (5-14) وبذلك تصبح معادلة طاقة الانحلال بالنسبة إلى B^- و B^+ كما يلي:

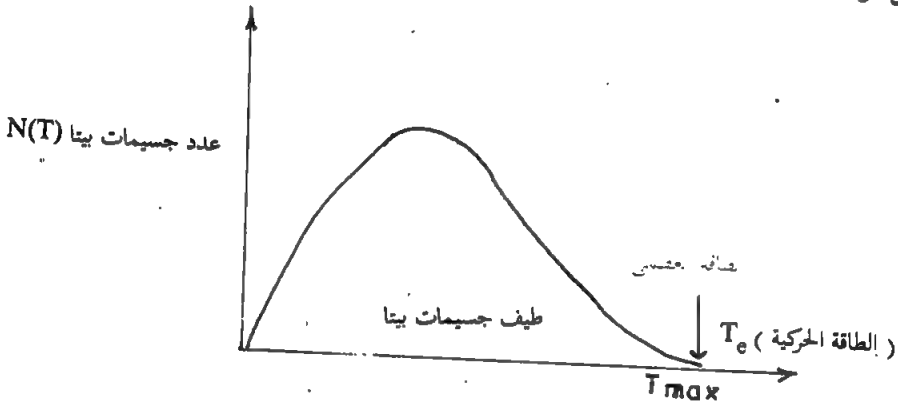
$$Q_{\beta^-} = [M(Z) - M(Z+1)] C^2 \quad \dots\dots\dots (5-16)$$

$$Q_{\beta^+} = [M(Z) - M(Z-1) - 2m_e] C^2 \quad \dots\dots\dots (5-17)$$

من معادلة (5-14) طاقة الانحلال تذهب جميعها كطاقة حركية عظمى للإلكترون على افتراض أن كتلة النواة الوليدة كبيرة إذا ما قورنت بكتلة الإلكترون، وبذلك يصبح من الممكن كذلك معرفة قيمة سرعة الإلكترون $V_{\text{max.}}$.

5.7 طيف جسيمات بيتا

يمتاز طيف الطاقة بالنسبة لجسيمات بيتا بنوعيهما (β^- , β^+) والمنبعثة من نواة ذرة نشطة إشعاعياً بكونه طيفاً مستمراً ابتداءً من الصفر وانتهاءً بطاقة عظمى (T_{max}) ويبين المنحني في الشكل (5-9) الطيف المستمر لاشعة بيتا من عنصر البزموت 210- من الشكل يلاحظ ان للمنحني نقطة عظمى لقيمة $N(T)$ تعتمد على نوع النواة المنحلة، كذلك فإن اعظم قيمة للطاقة الحركية (T_{max}) تختلف من نواة الى اخرى، ولكن بصورة عامة تكون قيمتها مساوية او مقاربة الى قيمة Q لكل نواة.



شكل (5-9) يوضح العلاقة بين عدد جسيمات بيتا المنبعثة $N(T)$ وطاقتها الحركية T .

5.8 نظرية انحلال جسيم بيتا

بعد ان اوضحنا في الفقرة السابقة (5-7) خواص الطيف المستمر لجسيمات β واعتبرنا ان قيمة الطاقة العظمى تكون مساوية او مقاربة الى طاقة الانحلال Q . حاول باولي عام 1931 وضع تفسير لتوزيع طيف الطاقة المستمر بالنسبة لجسيمات بيتا وكذلك حفظ الطاقة في عمليات الانحلال. فقد اقترح باولي انبعث جسيمتين من النواة في عملية انحلال β ، وان الطاقة الكلية لهاتين الجسيمتين ثابتة ومساوية الى الطاقة العظمى النهائية في طيف جسيمات بيتا، اي قيمة Q ، على اساس ان طاقة النواة المرتدة صغيرة جداً بسبب كتلتها الكبيرة. وان احدى هاتين الجسيمتين هو الالكترون اما الجسيم الاخر فيجب ان يكون متعادل الشحنة وذو

كتلة صغيرة جداً أو مهلة . لقد اطلق على هذا الجسيم بالنيوترينو (neutrino) ويرمز له بـ (ν) .

هناك سبب اخر لادخال النيوترينو في انحلال جسيمات بيتا ، وهو مبدأ حفظ الزخم الزاوي الذي يجب ان ينطبق في عمليات الانحلال النووية . ففي انحلال بيتا نجد عدد النويات (A) لنواة الام . فإذا كان هناك تغير في الزخم الزاوي الكلي فلا بد ان يكون مضاعفاً صحيحاً وليس نصف زائداً مضاعف صحيح . فإذا اعتبرنا ان برم (الزخم الزاوي) لجسيم بيتا هو $1/2\hbar$ اذن يجب ان تنبعث جسيمة اخرى بزخم زاوي مقداره $1/2\hbar$ ونفس وقت انبعث جسيم بيتا وذلك لحفظ الزخم الكلي للمجموعة وهذا الجسيم هو النيوترينو .

5.9 النيوترينو والنيوترينو المضاد

ان النظرية الحالية التي عززت بنتائج عملية اوضحت بأنه يوجد نوعان مختلفان من النيوترينو . النوع الاول الذي فرضه باولي (النيوترينو) والاخر اطلق عليه بالنيوترينو المضاد (antineutrino) ويرمز له بـ ($\bar{\nu}$) حيث يمتلك خواص النيوترينو نفسه . ومن الممكن ان نفرق بين النيوترينو والنيوترينو المضاد من خلال برم كل منهم . فالنيوترينو يدور حول نفسه باتجاه عقرب الساعة وبذلك تكون متجهة البرم (S ν) معاكس لاتجاه زخمه الخطي (P ν) شكل (5-10-a) .

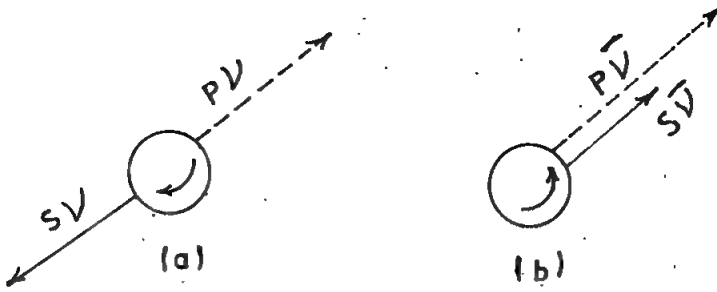
اما النيوترينو المضاد فيدور حول نفسه باتجاه معاكس لعقرب الساعة وبذلك تكون متجهة البرم (S $\bar{\nu}$) بنفس اتجاه زخمه الخطي (P $\bar{\nu}$) شكل (5-10-b)

ان النيوترينو (او النيوترينو المضاد) ، مثل الالكترون او البوزترون ، غير موجود داخل النواة وأثما يتولدان اثناء الانحلال كما يلي :



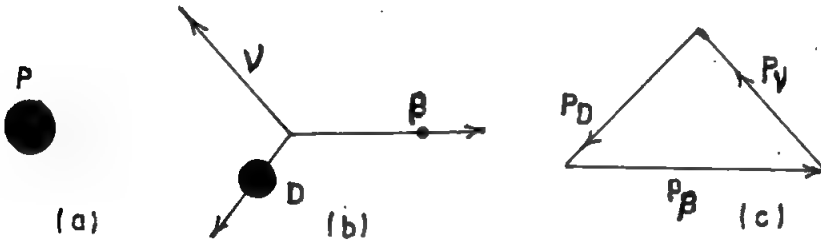
او في حالة انبعث البوزترون والنيوترينو كما يلي :





الشكل (5-10) - a - للنيوترينو ، b - للنيوترينو المضاد .

من المعادلات (5-18), (5-19) نلاحظ انه من الممكن جمع الزخم الخطية المرافقة للجسيمات الثلاثة بعد الانحلال (على اعتبار ان نواة الام قبل الانحلال تكون في حالة سكون) على شكل موجهاً لتعطي قيمة الزخم الكلي للمجموعة والمساوي الى صفر، شكل (5-11).



شكل (5-11)

a - نواة الام قبل الانحلال

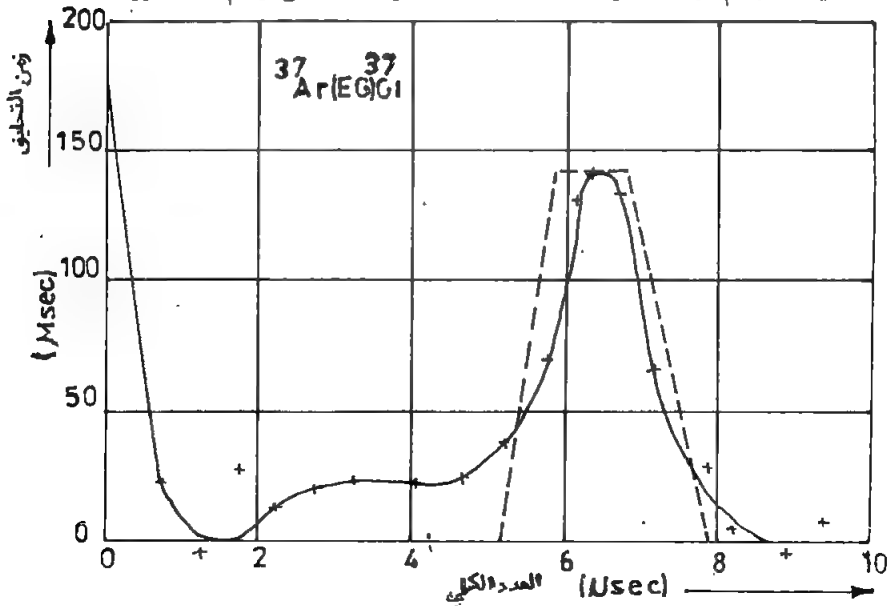
b - النواة الوليدة، جسيم بيتا، والنيوترينو (بعد الانحلال) .

c - مجموع الزخم الخطية، ممثلاً بمثلث ومساوياً الى صفر .

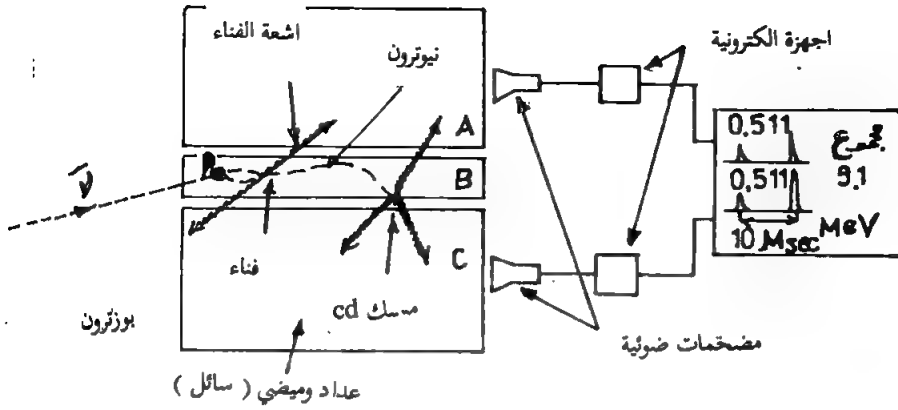
5.10 الكشف عن النيوترينو

بعد افتراض وجود النيوترينو من قبل باولي لتفسير الانحلال المصحوب

بأنبعاث جسيمات بيتا وجد ان الصفات التي حدد بها النيوتريو جعلت الكشف عنه بتجربة مباشرة صعباً جداً وان طرق الكشف عن النيوتريو صُنفت الى الطريقة غير المباشرة والطريقة المباشرة. في بداية الامر كانت كافة المحاولات التجريبية الى وقت قريب هي الكشف عن النيوتريو بصورة غير مباشرة. وكما علمنا سابقاً فإن النيوتريو جسيمة لاشحنة لها ولها زخم زاوي (برم) مقداره $1/2\hbar$ وكذلك كتلتها في السكون صفر أو صغير جداً اذا ما قورنت مع كتلة الالكترون ولها طاقة وزخم. من المحاولات الاولى للبرهنة بصورة تجريبية على صحة فرضية النيوتريو كانت التجربة التي اجراها « كرين وهالبرن » « Crane and Halpern » في 1938 في حجرة السحاب باستخدام احد بواعث جسيمات بيتا السالبة وهو Cl^{38} . من مبدأ حفظ الزخم اصبح واضحاً بأنه لو انبعث الالكترون وحده من النواة لوجب على النواة الناتجة ان ترتد بزخم يساوي ويعاكس في الاتجاه زخم الالكترون. اما اذا انبعث النيوتريو في نفس لحظة انبعث الالكترون فإنه سوف يحمل معه بعض الزخم، ويكون توزيع الزخم بين الجسيمتين الخفيفتين بحيث اذا كانت طاقة الالكترون كبيرة كان زخمه كبيراً ايضاً وهذا يكون زخم النيوتريو صغيراً ومهملاً، واذا كانت طاقة الالكترون صغيرة كان زخمه صغيراً ايضاً وبذلك يصبح زخم النيوتريو ذو قيمة ممكن قياسها تجريبياً، اي ان زخم ارتداد النواة الناتجة لا بد ان يكون اكبر من زخم الالكترون.

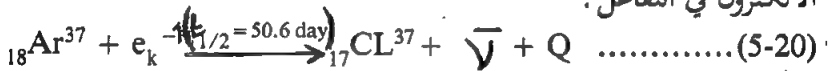


شكل (5-12) يوضح النتائج التجريبية الخط المتصل، حيث يمثل التوزيع لسرع Cl^{37} المرتدة. الخط المنقط يمثل التوزيع المتوقع



شكل (5-13) مخطط للاجهزة المستخدمة في عملية الكشف عن النيوترون المضاد .

ففي هذه التجربة حاول « كرين وهالبرن » قياس زخم ارتداد النوى الناتجة من الانحلال وقد وجد انه عند انبعاث جسيمات بيتا بطاقة عالية فإن زخم النواة المرتدة يكون اكبر من زخم الالكترون . لم تكن الدقة في هذه التجربة عالية . فقد كانت احدى الصعوبات سرعة النواة المرتدة والتي كانت صغيرة فلم يكن بالامكان قياس طول مسارها داخل الحجرة . بعدها اجريت تجارب عديدة اضافية ، بعد ان ادخلت عليها بعض التحسينات ، على ارتداد النوى الناتجة من انحلال بيتا وقد اعطت نفس النتائج المذكورة توأ . من هذه التجارب تجربة « رودباك والن » « Rodebaek and Allen » « 1952 » في انحلال الازكون ، $^{37}_{18}\text{Ar}$ ، بأسر الالكترون في التفاعل :



ان الطاقة لتحررة (Q) في هذا التفاعل ماهي الا الفرق في الكتلة $^{37}\text{Ar} - ^{37}\text{Cl}$ ، 0.814 MeV ، على فرض ان كتلة السكون للنيوترونو مهملة . الشكل (5-12) يوضح النتائج التجريبية ، الخط المتصل ، بينما يوضح الخط المنقط التوزيع المتوقع فيما لو كانت النوى المرتدة ذات طاقة واحدة ، وقد حسب هذا الاخير على اساس حفظ الزخم الخطي بين النيوترونو والنواة المرتدة واشتراكهما في حمل طاقة التفاعل (Q) . لقد اعطت هذه التجربة نتائج توضح الاتفاق الجيد بين التجربة والنظرية .

ان اول تجربة للكشف عن النيوتريـنو (أو النيوتريـنو المضاد) بصورة مباشرة ثم أجـرائها من قبل « رينز وكاون » (1953) وذلك من خلال تفاعله مع المادة خاصة تفاعله مع البروتونات ، وقد أستعملا السيل الوافر من النيوتريـنو المضاد والمنبعث بصورة مستمرة من انحلال بيتا لشظايا الأنشطار التي تنتج خلال عمل مفاعل نووي كبير . والتفاعل المتوقع حدوثه بين النيوتريـنو المضاد ($\bar{\nu}$) والبروتون (p) هو تكوين النيوترون (n) وبعث البوزترون كما في المعادلة :

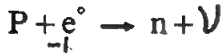


الشكل (5-13) يوضح مخططاً للأجهزة المستخدمة في عملية الكشف ، حيث يسمح للنيوتريـنو المضاد $\bar{\nu}$ بدخول عداد وميض يحوي على سائل عضوي . ان المقطع العرضي (Cross-section) المقدّر للتفاعل اعلاه هو (6×10^{-20}) barn) وبذلك فإن عدد الحوادث المسجلة يجب ان تتراوح بين 10 الى 30 في الساعة . ولأجل التأكد من حدوث التفاعل اعلاه لابد من الكشف عن التأثيرات التي يحدثها كل من النيوترون والبوزترون . فالبوزترون عند مروره في السائل بسبب انبعاث اشعة الفناء (annihilation) ، وهذه الاشعة تسبب بدورها الومضات التي يكشف عنها . اما النيوترونات فيكشف عنها بأضافة كمية من الكاديوم الى السائل ، حيث يستطيع الكاديوم اسر النيوترونات حسب التفاعل ($n-\gamma$) . ان الومضات الناتجة عن اشعة كاما ومن أسـر النيوترون في الكاديوم تحدث بعد حوالي (10 μ s) من الومضات المسببة عن اشعة الفناء . حيث يجري الكشف عن هذه الومضات من خلال انايب المضاعفات الضوئية (Photo multi plire) . ويجري التفريق بين اشعة الفناء واشعة كاما الأسـر من الاختلاف البسيط بين النبضتين (Pulsés) الناتجتين عنهما في اجهزة الكشف .

5.11 انحلال البوزترون وعملية اسر الالكـترون :

لقد تم شرح عملية انحلال β^- , β^+ في الفقرات السابقة وبيتا. ان حدوث انبعاث β^- من النوى يحصل عندما تكون قيم n/p كبيرة وذلك للوصول الى حالة الاستقرار ، اما العملية المعاكسة والمتوقعة الحدوث في النوى التي تحوي قيم n/p

صغيرة وذلك للوصول الى حالة الاستقرار هي انبعاث البوزترون اي β^+ من النوى . ان تحول البروتون p الى النيوترون n من الممكن حدوثه في طريقتين مختلفتين . الاولى بواسطة انبعاث البوزترون β^+ ($p \rightarrow n + \beta^+ + \gamma$) والثانية بواسطة اسر الالكترون من احد مدارات الذرة والذي يكون من المدار K او L وهذه العملية تدعى بأسر الالكترون ويرمز لها (EC) .



في هذه العملية سوف يبقى فراغ في المدار K يملأ من قبل الالكترونات الموجودة في المدارات الخارجية التي تنتقل الى المدار K باعثة الاشعة السينية . وبما ان الاشعة السينية تنبعث بعد انتقال الالكترون . فإنه من الممكن القول ان الاشعة السينية هي سلوكية النواة الوليدة وليست نواة الام . ان عملية اسر الالكترون لا يمكن ان تتميز مثلاً بواسطة قذف اي جسيمة ، لكن الفحص الكيميائي للمادة المتولدة نتيجة هذه التحول او فوتونات الاشعة السينية المنبعثة تدلنا على حدوث هذه العملية .

من الممكن حساب قيمة الطاقة المتحررة نتيجة هذا الاسر من المعادلة

التالية :

$$Q_{EC} = [M(Z) - M(Z-1)]C^2 \quad \dots\dots\dots (5-21)$$

حيث $M(Z)C^2$ هي كتلة نواة الام ، $M(Z-1)C^2$ كتلة النواة الوليدة بوحدات الكتلة الذرية .

5.12 القوة (او التعامل) الذي يسبب انحلال جسيمات بيتا :

نسبة الى قلمي (E.Fermi) هناك تعامل بين النيوترون (n) والالكترون (e^-) والنيوترينو المضاد ($\bar{\nu}$) [او البروتون (p) والبوزترون (e^+) والنيوترينو (ν)] الذي يسبب النيوترون الى بروتون [او البروتون الى النيوترون] مع انبعاث متواصل في الالكترون والنيوترينو المضاد [او البوزترون والنيوترينو] . هذا التعامل هو ضعيف جداً وله مسافة صغيرة جداً او ربما هي بالاصل نقطة تعامل . هذا النوع من التعامل الذي يحسب في انحلال جسيم بيتا يدعى بالتعامل الضعيف . ومن

الممكن تصنيف هذه القوة نسبة الى القوى الباقية الموجودة في الطبيعة وحسب نسبة الشدة على الشكل التالي :

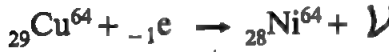
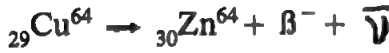
القوة النووية	القوة الكولومية	القوة الضعيفة	قوة الجذب
1	10^{-2}	10^{-13}	10^{-39}

مثال :

بين بأن النظير المشع ${}_{29}\text{Cu}^{64}$ يحقق كافة شروط الانحلال ل β^- , β^+ وكذلك اسر الالكترون ؟

الحل :

بالامكان توضيح الحالات الثلاث كالآتي :



الكتل الذرية للنظائر الثلاث هي :

اذا ${}_{29}\text{Cu}^{64}$ (63.9297 amu), ${}_{28}\text{Ni}^{64}$ (63.9280 amu), Zn (63.9291 amu) افترضنا ان قيمة Q الناتجة من الانحلال والمعطاة بالمعادلات اعلاه هي موجبة ، اذن حالات الانحلال الثلاث سوف تحدث .

ل انحلال β^- :

$$Q = [M(Z) - M(Z - 1)]c^2$$

$$= [63.9297 - 63.9211]c^2$$

$$Q = 0.0006 \text{ amu.} \times 931 \text{ MeV/amu.}$$

$$= 0.56 \text{ MeV} \gg 0.$$

لأنحلل β^+ :

$$\begin{aligned} Q &= [M(Z) - M(Z-1) - 2m_e]c^2 \\ &= [63.9297 - 63.9280]c^2 - 2m_e C^2 \\ &= 0.0017 \times 931 \text{ MeV} - 2(0.51)\text{MeV} \\ &= 1.58 - 1.02 = 0.56 \text{ MeV} \gg 0. \end{aligned}$$

اسر الالكترون:

$$\begin{aligned} Q &= [M(Z) - M(Z-1)]C^2 \\ &= 0.0017 \times 931 \text{ MeV} \\ &= 1.58 \text{ MeV} \gg 0 \end{aligned}$$

وجد بالتجربة ان $^{64}_{29}\text{Cu}$ ينحل بطرق ثلاث وينسب مختلفه، حيث ان (40%) من انحلاله هو β^- متحولاً بعدها الى « Zn » الخارصين المستقر، (20%) من انحلاله هو β^+ متحولاً بعدها الى « Ni » المستقر، (40%) هو عبارة عن عملية اسر الالكترون متحولاً الى « Ni » المستقر. ان قيم Q المقاسة تجريبياً هي على التوالي 0.57 MeV, 0.66 MeV, 1.66 MeV. الفرق القليل بين القيمة المحسوبة والمقاسة ناتج عن عدم الدقة في كتلة النحاس « Cu ».

5.13 الانحلال بأنبعاث اشعة كاما

تبقى النوى في حالة الاثارة نتيجة تحللها بأنبعاث جسيمات الفا، بيتا او اي نوع من الجسيمات. كذلك في الحقيقة، ان معظم التفاعلات النووية تكون فيها النواة المرتدة في حالة اثارة ايضاً. فإذا كانت النواة المثارة لا تملك الطاقة الكامنة لبعث جسيم اخر او تحللها الى جسيم اخر يكون بطيئاً، فإن تلك النواة تحاول العودة الى وضع الاستقرار بأنحلال متخلصة من الطاقة الفائضة يبعث اشعة كاما.

تمتاز هذه الاشعة بكونها اشعة كهرومغناطيسية ليس لها شحنة وبذلك لايمكن ان تنحرف بالمجال الكهربائي والمغناطيسي، وان وحدتها فوتون كاما ويعتمد طول موجتها (او التردد) على طاقة استثارة النواة التي تنطلق منها ولها قابلية احتراق

كبيرة للمواد. ان طاقة اشعة كاما بصورة عامة تعتمد على المستوى الذي تنتقل منها ولها قابلية اختراق كبيرة للمواد. ان طاقة اشعة كاما بصورة عامة تعتمد على المستوى الذي تنتقل اليه النواة نتيجة بعثها جسيمات بيتا او الفا. ان لكل فوتون طاقة معينة تتمثل بالعلاقة $E = h\nu$ ، حيث E طاقة الفوتون و ν تردد الاشعة و h ثابت بلانك. ان مقدار الزيادة بالطاقة، عندما تكون النواة في حالة الاثارة يعني انبعاث اشعة كاما بأحد الطرق التالية: (a) انبعاث — اشعة كاما (b) التحول الداخلي (c) خلق الزوج الداخلي. الانحلال المصحوبة بأنبعاث اشعة كاما والتحويل الداخلي اكثر الانحلالات وقوعاً، مع العلم ان الانحلال الثلاثة مسؤولة عنها التفاعلات الكهرومغناطيسية. ان التحول الداخلي اكثر شيوعاً في النوى الثقيلة المثارة، اما خلق الزوج الداخلي فهو اكثر شيوعاً في النوى الخفيفة المثارة.

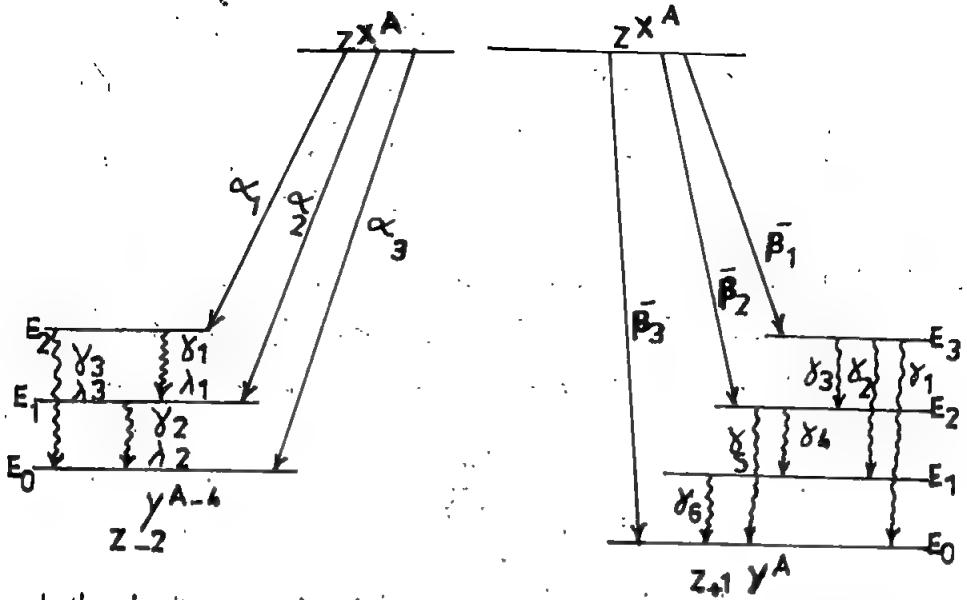
5.14 طيف اشعة كاما

اطياف اشعة كاما المنبعثة من النوى المثارة تحتوي على طاقات منفصلة (او خطوط حادة). وهذا يدل بأن النواة (مثل الذرة) لها مستويات طاقة منفصلة. كما بينا سابقاً في حالات كثيرة يصحب انبعاث جسيمات بيتا خروج اشعة كاما، والشكل (5-14) يوضح كيف ان النوى بعد انحلالها بواسطة (a) انبعاث جسيمات الفا (b) انبعاث جسيمات بيتا تترك في مستوى طاقة مثار عالٍ وبطاقة E_i بعدها تنتقل هذه النوى الى مستوى طاقة مثار ادنى او المستوى الارضي وبطاق E_f ، باعثة اشعة كاما.

اذا املت الطاقة الصغيرة المأخوذة من قبل النواة الوليدة، فإن طاقة اشعة كاما (الفوتون) المنبعثة ممكن ايجادها من المعادلة التالية:

$$h\nu = \Delta E = E_i - E_f \quad \dots\dots\dots (5-22)$$

حيث h ثابت بلانك و ν تردد الفوتون المنبعث. ان احتمالية كل من هذه التحولات يعتمد على وضع هذه المستويات من حيث فرق الطاقة والبرم والتماثل (parity). وقد يمثل المستوى E_0 دائماً الحالة المستقرة او الارضية التي تنتهي اليها النواة المتهيجة بعد فقدان كل الطاقة الفائضة لاشعة كاما. فلو فرضنا ان احتمالية حدوث كل تحول هو



الشكل (5-14) يوضح انبعاث اشعة كاما كلما اصبحت النوى في مستوى مثار وليس لديها طاقة كافية لبعث جسيم اخر. (a) الانحلال α يتبعه انبعاث اشعة كاما (b) الانحلال β^- يتبعه انبعاث اشعة كاما.

ثابت الانحلال الجزئي، لكان بالامكان حساب ثابت الانحلال الكلي λ للنواة

$$\lambda = (\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \dots) \quad (5-23)$$

5.15 التحول الداخلي Internal Conversion

وكما اوضحنا سابقاً فإن النواة المثارة تفقد طاقتها ببعث اشعة كاما، لكن في بعض الحالات يكون فقدان هذه الطاقة بطريقة غير انبعاث اشعة كاما، ولكن بأعطاء جزء من هذه الطاقة الى احد الالكترونات في المدار الذري الخارجي، مثلاً K او L او M، ليسبب بعدها انبعاث الالكترون من مداره. وتتحول النواة نفسها الى مستوى طاقة أدنى. ويسمى الالكترون المقذوف بالكترون التحول (Conversion electron) كما تسمى العملية بالتحويل الداخلي (Internal Conversion). وتحسب الطاقة الحركية للالكترون المتحرر من المعادلة التالية:

$$KE_e = 1/2MV^2 = \Delta E - I_B \quad \dots\dots\dots(5-24)$$

حيث ΔE هي طاقة اشعة كاما الخارجة من النواة والتي تساوى:
 $\Delta E = E_\gamma = E_i - E_f$ و I_B طاقة ترابط الالكترونات .

لنفرض الان لدينا مادة مشعة تبعث (N_γ) اشعة كاما و (N_e) الكترون
 تحوي في نفس الوقت فيطلق على النسبة بين عدد الالكترونات التحولية الى عدد
 اشعة كاما المنبعثة (N_e/N_γ) بمعامل التحويل (α) (Internal coefficient) :

$$\alpha = \frac{\text{احتمالية التحويل}}{\text{احتمالية انبعاث كاما}} = \frac{N_e}{N_\gamma} \quad \dots\dots\dots(5-25) \text{ اذن}$$

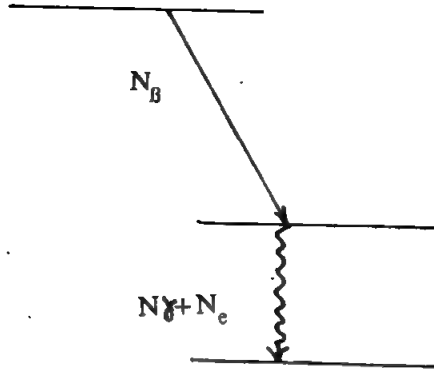
من الممكن التفريق بين معامل التحويل الداخلي نسبة الى المستوى الذي
 ينطلق منه الالكترون فإذا كان تحرير الالكترون من المدار K فإن معامل التحويل
 يعرف بـ α_K ، وكذلك اذا كان الالكترون المتحرر من المدار L فإن معامل التحويل
 بـ α_L وهكذا .
 اذن

$$\alpha_K = N_{eK}/N_\gamma, \quad \alpha_L = N_{eL}/N_\gamma, \quad \alpha_M = N_{eM}/N_\gamma$$

كذلك فإن مجموعها يعطي معامل التحويل الداخلي الكلي كما اوضح في
 اعلاه :

$$\alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots\dots\dots = \alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}$$

ان انطلاق هذه الالكترونات يترك فراغاً في المدار الذي كان فيه ، فإن
 المدار K مثلاً والذي يمتلئ عادة بالالكترون من مدار اخر ذو طاقة اكبر ، مثلاً
 المدار L . وعليه فإن عملية الانتقال هذه تؤدي الى انبعاث اشعة سينية (x-ray)
 طاقتها تساوي الفرق بين طاقتي الالكترون في المدار K و L . الدراسة التجريبية
 للتحويل اوضحت انه في حالة الانتقال البسيط لأشعة كاما ، فإن معامل التحويل
 الكلي α يمكن ايجاده من قيمة N_e التي هي عبارة عن شدة خطوط التحويل في

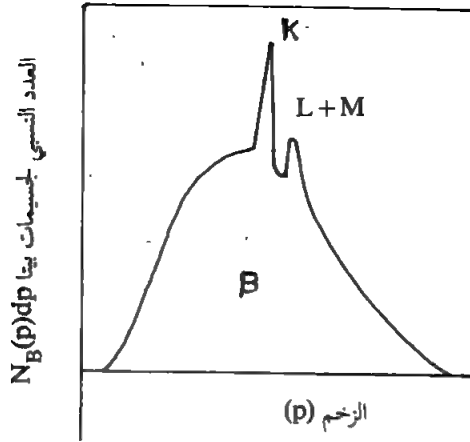


الشكل (6-16) انتقال (B- β)، حيث N_B عدد جسيمات B، $N_\gamma + N_e$ معدلات انبعاث اشعة كاما والالكترونات المتحولة.

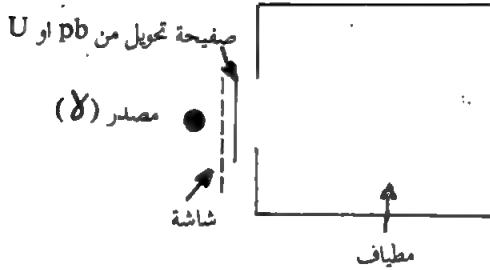
طيف طاقة الالكترونون وكذلك N_γ التي تقاس اما مباشرة بواسطة عداد NaI(Tl) او بصورة غير مباشرة من قياس شدة الالكترونات الضوئية المنبعثة من هدف نتيجة الظاهرة الكهروضوئية من اشعة كاما الساقطة على الهدف. شكل (5-15) يوضح مخطط التجربة المستخدمة لدراسة عملية التحويل الداخلي. كذلك لوحظ انبعاث اشعة كاما بعد انحلال جسيمات بيتا او الفا. وهذا يعني وكما اسلفنا سابقاً ان النواة قد تنحل الى مستوى مثار فيها باعثة جسيمات بيتا او جسيمات الفا. ففي الشكل (5-16) نلاحظ انحلال جسيمات بيتا الى احد المستويات المثارة يتبعه ظهور اشعة كاما، حيث N_B يمثل عدد جسيمات بيتا المنبعثة بوحدة الزمن والتي تساوي مجموع معدلات انبعاث اشعة كاما والالكترونات المتحولة ($N_\gamma + N_e$) وذلك عند انتقال النواة المثارة الى المستوى الارضي. ان طيف جسيمات بيتا عبارة عن طيف مستمر Continuous spectrum، اما طيف الالكترونات المتحولة فهي تظهر كطيف خطي حاد فوق الطيف المستمر. كما في الشكل (5-17).

5.16 ظاهرة موسباور The Mossbauer effect

رودلف موسباور Rodlf L. Mossbauer عام 1958 وضع نظرية فسر بها عمليات الارتداد الحاصلة بالذرة عند انبعاث اشعة كاما (الفوتونات) منها



الشكل (5-17) يوضح الطيف الخطي الحاد للالكترونات التحولية فوق الطيف المستمر لجسيمات بيتا.



الشكل (5-15) يوضح مخطط التجربة المستخدمة للتحري عن الالكترونات التحولة الخارجية. ان الشاشة الموضوعة بين صفحة التحويل والمصدر قد تحجب الالكترونات التحولة الاولى.

وكذلك الارتداد عند امتصاصها للفوتونات. نجاح هذه النظرية يقع في الحقيقة على امكانية قياس الفرق الحاصل بالطاقة وذلك لغاية جزء من 10^{13} . وتعتبر هذه النظرية او الطريقة احدى الطرق الدقيقة في الفيزياء، وبسبب دقة هذه النظرية فقد استخدمت للكشف عن الانبعاث الرنيني والامتصاص الرنيني (Resonance emission and absorption) من قبل النوى ايضاً وغيرها من الظواهر الفيزيائية.

ولنفرض الآن ان ذرة ما في حالة الاثارة عند مستوى طاقة E ، هذه الذرة بإمكانها ان تبعث فوتون طاقته $h\nu$ وتعود بعدها الى حالتها الارضية عند مستوى الطاقة E_0 ($E \gg E_0$). كذلك لنفرض ان هذا الفوتون والمنبعث من الذرة الاولى والحاوي على طاقة $(h\nu = E - E_0)$ يصطدم بذرة من نفس النوع في حالتها الارضية. فالذرة تمتص الفوتون وترتفع بعدها الى احد مستويات الطاقة (حالة الاثارة) وبطاقة E . وهاتان العمليتان تدعيان الانبعث الرنيني والامتصاص الرنيني بالتناوب. في هذه الحالات تم اهمال طاقة الارتداد بالنسبة للذرة اذا كانت طاقة الانتقال الفوتوني صغيرة كما هو الحال في الانتقالات الذرية. على كل حال، في الانتقالات الاخرى التي تكون طاقة الانتقال كبيرة، مثل النواة، لا يمكننا اهمال طاقة الارتداد وبذلك فإن الانبعث الرنيني والامتصاص الرنيني لا يمكن حدوثه كما سنقوم بشرحه تباعاً. لنفرض، خلال الانتقال من حالة الاثارة وبطاقة E الى الحالة الارضية وبطاقة E_0 ، ان الذرة او النواة تبعث فوتوناً بطاقة $h\nu$. ومن قانون حفظ الزخم الخطي نحصل على (حل غير نسبي) :

$$h\nu/c = MV \quad \dots\dots\dots (5-26)$$

حيث V, M كتلة وسرعة الذرة او النواة. اما حفظ الطاقة فيكون على شكل :

$$E - E_0 = h\nu + E_R = h\nu + 1/2 MV^2 \quad \dots\dots\dots (5-27)$$

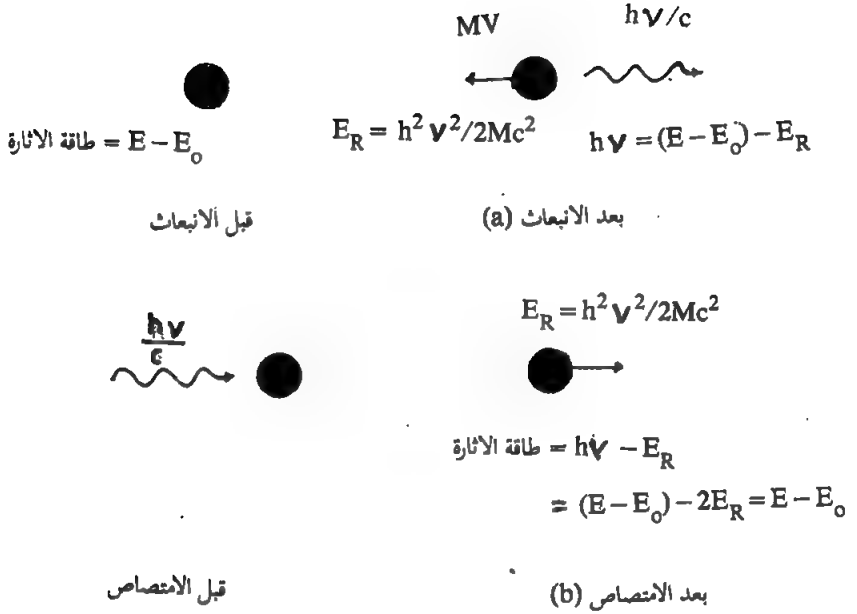
حيث E_R هي طاقة الارتداد، وبالتعويض لقيم V بالمعادلة (5-27) نحصل على :

$$E - E_0 = h\nu + \frac{h^2 \nu^2}{2Mc^2} \quad \dots\dots\dots (5-28)$$

اذن الطاقة $h\nu$ للفوتون المنبعث اقل من طاقة الانتقال $E - E_0$ بمقدار $h^2 \nu^2 / 2Mc^2$ وبالمثل في حالة الامتصاص الرنيني. فعند امتصاص الذرة او النواة لفوتون ذي طاقة $h\nu$ فإن الذرة والنواة تصبح في حالة اثارة وتستخدم طاقة مقدارها $h^2 \nu^2 / 2Mc^2$ لنفس الغرض. هذه العمليات وضحت في الشكل (5-18)

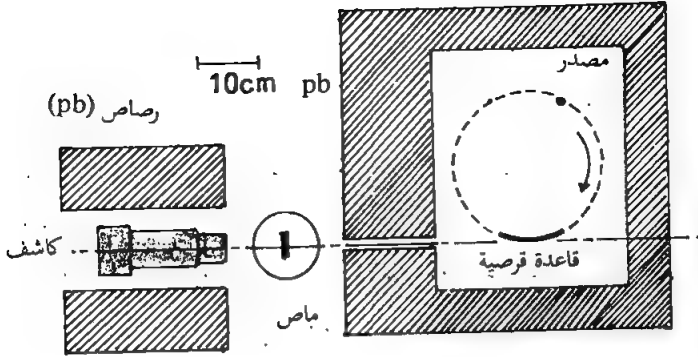
فلاحظ اذا كانت المادة المتكونة من عدد من الذرات تبعث الفوتونات وهذه الفوتونات تمتص من قبل ذرات المادة نفسها، فإن الطاقة للفوتونات المتواجدة للامتصاص هي ليست $h\nu$ وانما $h\nu - 2E_R$ وكما يلي :

$$\Delta E_R = 2E_R = \frac{h^2 \nu^2}{2Mc^2} + \frac{h^2 \nu^2}{2Mc^2} = \frac{h^2 \nu^2}{Mc^2} \dots\dots\dots(5-29)$$

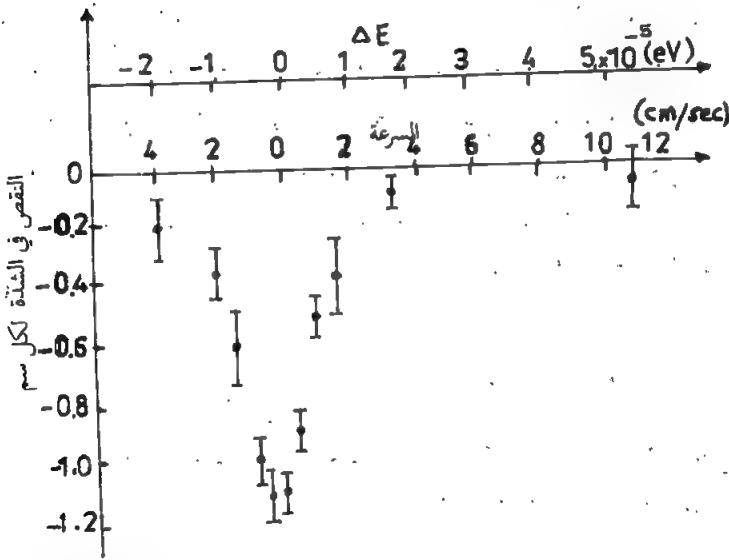


شكل (5-18) (a) الذرة تبعث فوتون طاقته $h\nu$ ومن ثم تترد بطاقة E_R . (b) الذرة تمتص فوتوناً وبذلك يكون الزخم محفوظ فيها، اما بعد امتصاص الفوتون فإن الذرة تترد كذلك.

عملياً حاول موسباور اقتراح طريقة تجريبية لقياس طاقة الارتداد بالنسبة للذرة والتي تقل في بعض الاحيان الى الصفر. في هذه التجربة استخدام مصدر متحرك (شكل 5-19) بسرعة متغيرة ومن ذلك استطاع الحصول على منحني الرنين ويقصد بذلك، معدل امتصاص الفوتونات مع سرعة المصدر كما في الشكل (5-20). لذا وان كانت حركة المصدر بطيئة فإن تلك الحركة تحطم الرنين وهذا يعني E_R تساوي صفراً عندما تكون السرعة صفر ولا يوجد مبرر لتكوين ازاخة دبلر (Doppler effect shift).



شكل (5-19) تجربة ردلف موسكو لقياس طاقة الارتداد



شكل (5-20) يوضح معدل امتصاص الفوتونات مع سرعة مصدر الفوتونات

5.17 امتصاص اشعة كاما

عندما تسقط حزمة متجانسة من اشعة كاما شدتها I على مادة سمكها dx ، فإن النقصان الحاصل في الشدة يتناسب مع سمك المادة التي تمر خلالها الاشعة. وهذا معناه ان:

$$dI = -\mu I dx$$

او

$$dI = -\mu I dx \quad \dots\dots\dots (5-30)$$

حيث μ ثابت التناسب ويطلق عليه معامل الامتصاص الخطي . الاشارة السالبة تعني النقصان الحاصل في الشدة I وذلك بأزدياد السمك x . في حالة كون جميع فوتونات اشعة كاما لها نفس الطاقة لهذا فإن μ سوف لا تعتمد على السمك x . لتكامل المعادلة (5-30) وبوضع الشرط التالي ($I=I_0$) في حالة ($x=0$) . نحصل على :

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad \dots\dots\dots (5-31)$$

حيث I شدة الحزمة بعد اختراقها السمك x . في معادلة (5-31) نلاحظ بأن النقصان الحاصل بشدة الحزمة يتغير اسياً (exponentially) مع سمك المادة . وهذا مفهوم ضمناً بأن شدة الحزمة تكون صفراً فقط عندما تكون قيمة x غير محدودة (اللانهاية) . من الممكن التعبير عن التغير الحاصل في شدة حزمة اشعة كاما بقيمة يطلق عليها نصف السمك $x_{1/2}$ ، وهذا معناه ، السمك اللازم من المادة والمسبب في نقصان الشدة لتصف قيمتها الاصلية . من معادلة (5-31)

$$I/I_0 = 1/2 = e^{-\mu x_{1/2}}$$

او

$$x_{1/2} = \ln 2 / \mu = 0.693 / \mu \quad \dots\dots\dots (5-32)$$

لاحظ انه في حالة كون قيم السمك x في (cm) فإن قيم μ تعطي بوحدة (cm⁻¹) ، اما اذا كانت قيم x في (g/cm²) فإن قيم μ تعطي لوحدة (cm²/gm) .

محسب يوسف المروسي

الفصل السادس

التفاعلات النووية Nuclear reactions

6.1 المقدمة

في الفصل السابق تكلمنا عن النوى غير المستقرة التي تنحل تلقائياً، مغيرة بذلك هيكلها النووي بدون أي تأثير خارجي. كذلك فإنه من الممكن أحداث تغير في هيكل النوى وذلك عند قصفها (bombarding) بجسيمات ذات طاقة واطئة. ومثل هذا التصادم الذي تتغير فيه سلوكية ونوع الجسم الساقط يعرف بالتفاعل النووي (Nuclear reaction). ومنذ الأكتشاف الأول على يد العالم رذرفورد عام (1919) فقد عرفت الآف التفاعلات النووية وسجلت، وأن الجسيمات المقذوفة وحتى ظهور معجلات الجسيمات المشعونة عام 1950 كانت تستخدم من مصادر مشعة. ومن الممكن تقسيم التفاعلات النووية الى قسمين: القسم الأول يشمل تفاعلات الطاقة العالية، ففي هذا التفاعل تستخدم الجسيمات المقذوفة من معجلات حيث كما أسلفنا سابقاً تكون طاقتها عالية وينتج عند تصادمها بالنوى عدد من الجسيمات الثانوية مثل (البروتونات والنيوترونات وجسيمات أخرى سنتطرق لها في الفصول القادمة). أما القسم الثاني فهو التفاعلات ذات الطاقة الواطئة، ففي مثل هذه التفاعلات يكون للجسيم الساقط طاقة لا تزيد على عدد من الـ MeV وقد تصل في بعض الأحيان الى 20 MeV. هذا ما ستكلم عنه في هذا الفصل بصورة مفصلة.

أولاً: التفاعلات النووية ذات الطاقة الواطئة

إن جميع التفاعلات النووية ذات الطاقة الواطئة لها خواص مشتركة هي أولاً: أن الجسم المقذوف عبارة عن جسيمات خفيفة مثل جسيمات ألفا، البروتونات، الديترونيات والنيوترونات وأشعة كاما.

ثانياً

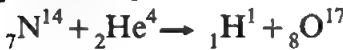
هذه التفاعلات عادة يصحبها أنبعاث واحد فقط من الجسيمات الخفيفة وثالثاً: لا تتولد جسيمات غريبة (strange particles) مثل الميزونات والهايرونات (سوف نتكلم عنها بالفصول القادمة) على الإطلاق .

من المعروف أن لكل تفاعل نووي معادلة تفاعل والتي تكتب بصورة عامة كما يلي :

$$x + X \rightarrow Y + y$$

حيث x تمثل الجسيمة الساقطة التي تتعامل مع نواة الهدف X وينتج عنها تفاعلاً نووي . ناتج التفاعل النووي يكون عبارة عن نواة مرتدة Y وجسيمة من التفاعل y . من الممكن أيضاً كتابة التفاعل النووي أعلاه بصورة مختصرة كما يلي : $X(x, y)Y$.

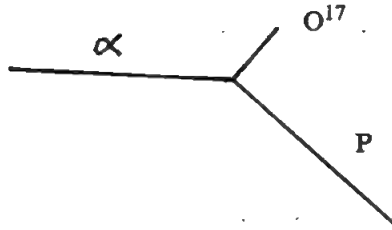
وكما قلنا سابقاً أن أول تفاعل نووي تم اكتشافه كان على يد العالم رذرفورد عام 1919 ، حيث أستخدمت جسيمات الفا ذات طاقة معينة (7.68 MeV) صادرة من مادة نشطة أشعاعياً طبيعياً هي $^{214}_{84}\text{Po}$ للتفاعل مع نوى غاز النايتروجين ، في هذا التفاعل وجد أن معظم جسيمات الفا لم تنحرف وهذا يعني عدم حصول أي تفاعل نووي بين جسيمات الفا ونوى النايتروجين . لكن رذرفورد وجد في حالات قليلة حدوث تفاعل نووي (أي في كل 50.000) ينتج عنه ظهور البروتونات كجسيمات خارجة من التفاعل ، كما يشير إليها التفاعل النووي التالي :



أو

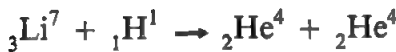


في هذه التجربة من الممكن التعرف على جسيم البروتون من خلال المدى الذي يقطعه في الهواء والذي كان أكبر من مدى جسيمات الفا، كذلك يمكن التعرف على البروتون من خلال قياس شحنة وكتلته في مجال مغناطيسي معين. مخطط التفاعل يمكن توضيحه كما في الشكل (6-1) حيث أستدل عليه من خلال غرفة السحاب (Cloud chamber) المستخدمة للكشف عن التفاعل.

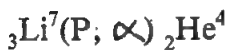


الشكل (6-1) يوضح صورة غرفة الغيوم للتفاعل ${}^{14}_7\text{N}(\alpha, \text{P}){}^{17}_8\text{O}$

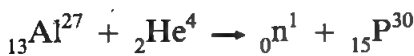
ومع تطور الفيزياء النووية وظهور المعجلات تم استخدام الجسيمات المعجلة عام 1932 لدراسة التفاعلات النووية، وقد قام كل من كوكروفت ووالتن (Cockcroft and walton) بقذف هدف من الليثيوم بالبروتونات ذات طاقة 500 GeV، حيث ظهر نتيجة هذا التفاعل خروج جسيمات الفا بطاقة قدرها 8.9 MeV وكما في التفاعل الآتي:



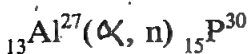
أو



في التفاعلات أعلاه لاحظنا جميع النوى الناتجة هي نوى مستقرة (Stable). لكن في عام 1954 وجدت العالمة جوليت كوري (Joliot Curie) بأن هناك تفاعلات نووية تكون فيها النواة الناتجة غير مستقرة أو نواة نشطة إشعاعياً. وقد كان أول تفاعل نووي يوصلنا الى نواة غير مستقرة ناتج عن قصف جسيمات الفا لهدف من الألمنيوم وكما يلي:



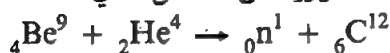
أو



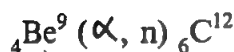
$^{30}_{15}\text{P}$ نواة غير مستقرة تنحل بعمر نصف قدره (2.5) دقيقة الى نواة مستقرة هي نظير السليكون باعثة أشعة بيتا (β^+).

$$^{30}_{15}\text{P} \rightarrow ^{30}_{14}\text{Si} + \beta^+$$

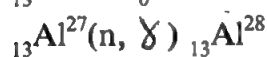
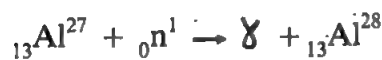
كذلك ومن خلال دراستنا للتفاعلات النووية اكتشف العالمان بيكر وبوث (Becker and Bothe) عام 1930 النيوترون من التفاعل التالي:



أو



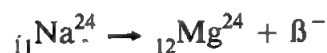
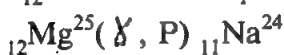
في هذا التفاعل كان الاعتقاد السائد أن ناتج التفاعل هو أشعة كاما وأن نواة مستقرة ^{13}C تتولد نتيجة للأشعة النفاذة من التفاعل، لكن النتائج أوضحت خروج النيوترون بصورة أكيدة. لاحظنا في جميع التفاعلات النووية أعلاه أن الجسيمات الساقطة عبارة عن جسيمات مشحونة مثل (α , d و P). في بعض الأحيان يمكن استخدام النيوترون الصادر في تفاعل نووي آخر كجسيم تقصف به مادة ما. ففي هذا التفاعل يؤسر النيوترون من قبل نواة الهدف، بعدها تخرج أشعة كاما من التفاعل وكما يلي:



النواة الناتجة $^{28}_{13}\text{Al}$ غير مستقرة تنحل يبعث أشعاع (β^-):



آخر التفاعلات النووية ذات الطاقة الواطئة التي سوف نتطرق اليها هو التفاعل النووي الذي يطلق عليه الانحلال الفوتوني (Photo-disintegration). في هذا التفاعل فوتونات أشعة كاما تمتص من قبل النواة وكما يلي:

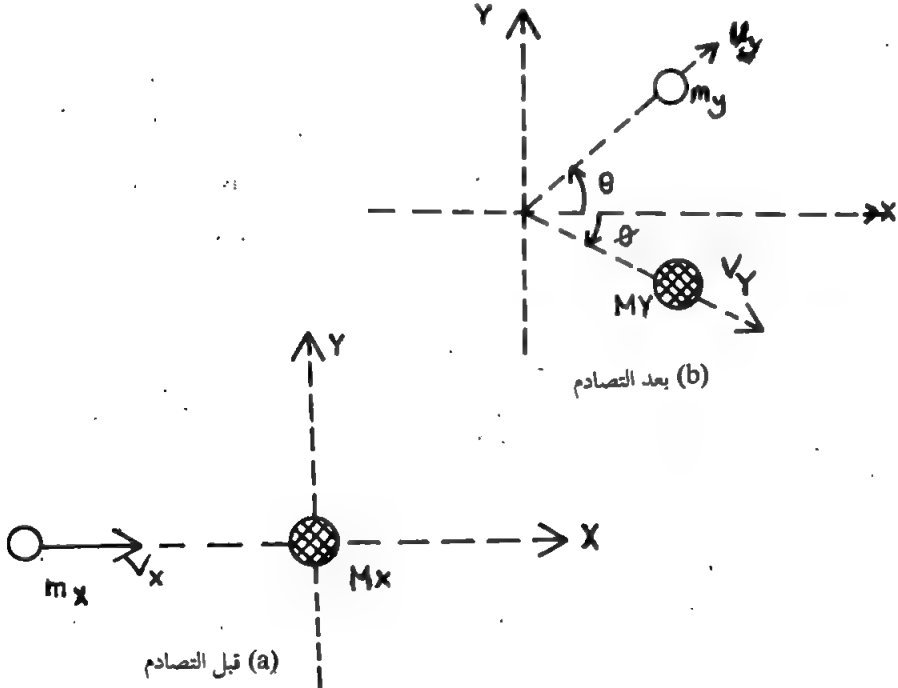


يتبعه انحلال $^{24}_{11}\text{Na}$:

هناك ملاحظة مهمة يجب أن نتطرق لها في التفاعلات النووية ذات الطاقة الواطئة وهي حفظ الشحنة بالنسبة للعناصر الداخلة في التفاعل والخارجة منه.

6.2 طاقة التفاعل Reaction energy

اثبتت جميع تجارب التفاعلات النووية أن هناك طاقة تتحرر من التفاعل النووي يطلق عليها طاقة التفاعل (Q). ولحساب هذه الطاقة أو العلاقة بين قيمة Q وطاقات الجسيمات الداخلة والخارجة من التفاعل نعتبر في كل تفاعل نووي أن الطاقات والزخم محفوظة لنبدأ أولاً بقوانين حفظ الطاقة: ولنفرض بصورة عامة التفاعل النووي $X(x, y)Y$ ، حيث x الجسم المقذوف، X نواة الهدف، y الجسم الخارج و Y النواة الناتجة من التفاعل، الجسم المقذوف له طاقة سكون $m_x c^2$ وطاقة حركية K_x يسقط على هدف ساكن له طاقة سكون $M_x c^2$ حيث ينتج من هذا التفاعل جسيم له طاقة سكون $M_y c^2$ وطاقة حركية K_y ونواة مرتدة لها طاقة سكون $M_Y c^2$ وطاقة حركية K_Y . كما في الشكل (6-2).



الشكل (6-2) (a) يوضح كتلة وسرعة الجسم المقذوف m_x ، v_x والذي يقترب من نواة الهدف التي كتلتها M_x في السكون.

(b) الجسم الخارج من التفاعل يصنع زاوية θ مع اتجاه الجسم المقذوف. كذلك النواة المرتدة تصنع زاوية θ مع اتجاه الجسم المقذوف

قانون حفظ الطاقة:

ينص على أن الطاقة الكلية الأولية قبل التفاعل (أو التصادم) E_i والتي هي عبارة عن مجموع طاقات السكون والطاقات الحركية مساوية الى الطاقة الكلية النهائية بعد التفاعل E_f . إذن :

$$E_i = E_f \quad \dots\dots\dots(6-1)$$

أو

$$m_X C^2 + K_X + M_X C^2 = m_Y C^2 + K_Y + M_Y C^2 + K_Y \quad \dots\dots\dots(6-2)$$

أو

$$[(K_Y + K_Y) - K_X] = [(m_Y + M_Y)c^2 - (m_X + M_X)c^2] \quad \dots\dots\dots(6-3)$$

أو

$$K_f - K_i = M_i C^2 - M_f C^2 \quad \dots\dots\dots(6-4)$$

حيث $K_i = K_X$ و $K_f (= K_Y + K_Y)$ هي الطاقات الحركية الكلية النهائية والأبتدائية. كذلك $M_f (= m_Y + M_Y)$ و $M_i (= m_X + M_X)$ تمثل الكتلة الكلية النهائية والأبتدائية على التوالي .

إن بإمكاننا الآن تعريف طاقة التفاعل أو قيمة Q ، بأنها الفرق الناتج بين الطاقات الحركية النهائية والأولية للتفاعل ، أي :

$$Q = K_f - K_i = M_i C^2 - M_f C^2 \quad \dots\dots\dots(6-5)$$

أو

$$\begin{aligned} Q &= (K_Y + K_Y) - K_X \\ &= [(m_X + M_X) - (m_Y + M_Y)] C^2 \quad \dots\dots\dots(6-6) \end{aligned}$$

معادلة (6-6) توضح إمكانية حساب قيمة الطاقة النووية المتحررة (قيمة Q) من أي تفاعل وذلك من قيم K_X ، K_Y و K_Y أو من فرق طاقات السكون لكل من (Y, y, X, x) .

قانون حفظ الزخم :

بأستخدام قانون حفظ الزخم الخطي نستطيع حساب قيمة Q والتي لا تعتمد على K_Y . وبذلك نستخدم في هذه الحسابات التغير غير النسبي في التعبير عن الطاقات لافتراضنا أن جميع التفاعلات هذه هي تفاعلات ذات طاقة واطئة. كما في الشكل (6-2) الجسم Y يقذف بسرعة V_Y وبزاوية θ والنواة المرتدة Y تقذف بسرعة V_Y وبزاوية θ . من قانون حفظ الزخم الخطي نحصل على : الزخم قبل التفاعل = الزخم بعد التفاعل .

$$m_x V_x = m_y V_y \cos \theta + M_Y V_Y \cos \theta \quad \dots\dots\dots (6-7)$$

$$0 = m_y V_y \sin \theta - M_Y V_Y \sin \theta \quad \dots\dots\dots (6-8)$$

وبأعادة ترتيب المعادلات (6-7) و (6-8) نحصل على :

$$M_Y V_Y \cos \theta = m_x V_x - m_y V_y \cos \theta \quad \dots\dots\dots (6-9)$$

$$M_Y V_Y \sin \theta = m_y V_y \sin \theta \quad \dots\dots\dots (6-10)$$

بالتربيع وجمع المعادلات (6-9) و (6-10) نحصل على :

$$M_Y^2 V_Y^2 = m_x^2 V_x^2 + m_y^2 V_y^2 - 2m_x m_y V_x V_y \cos \theta \quad \dots\dots\dots (6-11)$$

وبأستخدام علاقات الطاقة الحركية :

$$K_x = 1/2 m_x V_x^2, K_y = 1/2 m_y V_y^2, K_Y = 1/2 M_Y V_Y^2$$

نحصل على المعادلة التالية بالنسبة لـ K_Y :

$$K_Y = \frac{m_x K_x}{M_Y} + \frac{m_y K_y}{M_Y} - \frac{2}{M_Y} (m_x m_y K_x K_y)^{1/2} \cos \theta \dots\dots (6-12)$$

وبتعويض قيمة K_Y (معادلة (6-12)) بمعادلة (6-6) نحصل على :

$$Q = K_y \left(1 + \frac{m_y}{M_Y}\right) - K_x \left(1 - \frac{m_x}{M_Y}\right) - \frac{2}{M_Y} (m_x m_y k_x k_y)^{1/2} \cos \theta \quad \dots\dots (6-13)$$

من المعادلة (6-31) نلاحظ أن قيمة Q لا تعتمد على كتلة نواة الهدف ولا على الطاقة الحركية للنواة المرتدة .

ان قيمة (Q) اما ان تكون موجبة أو سالبة ، فإذا كانت موجبة أي ($Q > 0$ أو $K_f > K_i$) فهذا يعني أن هناك طاقة نووية متحررة من التفاعل ويطلق على هذا التفاعل التفاعل المحرر لطاقة أو حرارة (exothermic أو exoergic) . أما اذا كانت سالبة أي ($Q < 0$ أو $K_f < K_i$) فهذا يعني أن هناك طاقة نووية ممتصة أو مستهلكة من التفاعل ويطلق على هذا التفاعل بالتفاعل الماص لطاقة أو حرارة (endothermic أو endoergic) .

لذا . ففي حالة التفاعل الماص (endoergic) نحتاج الى طاقة K_x أكبر من قيمة Q / لحدوث تفاعل نووي . أن اقل طاقة حركية للجسيم الساقط والذي يبدأ تفاعلاً من النوع الماص للطاقة يطلق عليها بطاقة العتبة (Thershold energy) . ومن الممكن حساب قيمة طاقة العتبة وذلك باستخدام أحداثي منضومة مركز الكتلة (CMCS) (Center of mass Coordinate System) ففي أي تفاعل نووي يحدث في CMCS يكون الزخم الخطي قبل وبعد التفاعل مساوياً الى صفر . فقبل التفاعل يكون زخم الجسيم الساقط x ونواة الهدف X متساويين ومختلفتين بالاتجاه شكل (6-3) ، لذا فإن زخم المجموعة قبل التصادم مساو الى صفر . أما بعد التصادم فإن كلاً من الجسيم الخارج y والنواة المرتدة Y يتركان بعضهما باتجاهين مختلفين وبنفس الزخم أيضاً . أذن من الممكن أن نتصور مركز الكتلة كنقطة تتجمع بها كتل المجموعة ، لذا يبقى زخمها ثابتاً خلال التفاعل ، وأن الزخم الكلي للمجموعة قبل أو بعد التفاعل يكون مساوياً الى زخم مركز الكتلة . الزخم الكلي للمجموعة قبل (أو بعد) التفاعل هو :

$$m_x V_x = (m_x + M_X) V_{c.m.} \quad \dots\dots\dots(6-14)$$

كذلك سرعة مركز الكتلة بالنسبة الى المنظومة المختبرية (Laboratory system) هي :

$$V_{c.m.} = V_x \left(\frac{m_x}{m_x + M_X} \right) \quad \dots\dots\dots(6-15)$$

فيكون بالأمكان كتابة الطاقة المحمولة بواسطة مركز الكتلة Kc.m. كالآتي :

$$K_{c.m.} = 1/2 (m_x + M_X) V^2_{c.m.} \quad \dots\dots\dots(6-16)$$

من معادلة (6-15) و (6-16)

$$\begin{aligned} K_{c.m.} &= \frac{1}{2} (m_x + M_X) \cdot \left(\frac{m_x v_x}{m_x + M_X} \right)^2 \\ &= \frac{1}{2} m_x V_x^2 \left(\frac{m_x}{m_x + M_X} \right) \end{aligned}$$

$$K_{c.m.} = K_x \left(\frac{m_x}{m_x + M_X} \right) \quad \dots\dots\dots(6-17)$$

معادلة (6-17) توضح بأن قسماً من طاقة (x) وهي $(m_x/m_x + M_X)$ ممكن أن تتشتت في التفاعل أما القسم الباقي من الطاقة فيطلق عليه (K_o) والتي هي تشارك في الطاقة المتوفرة لأي تفاعل. إذن

$$K_o = K_x - K_{c.m.}$$

$$= K_x - K_x \left(\frac{m_x}{m_x + M_X} \right)$$

$$= K_x \left(1 - \frac{m_x}{m_x + M_X} \right)$$

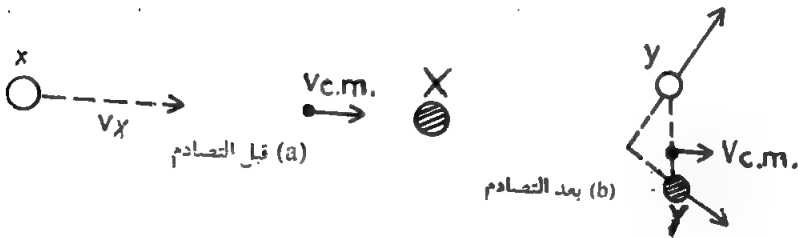
$$K_o = K_x \left(\frac{M_X}{m_x + M_X} \right) \quad \dots\dots\dots(6-18)$$

كذلك فإن الطاقة المتوفرة لأي تفاعل نووي هي $(K_0 + Q)$ والتي تذهب جميعها كطاقة حركية لنتائج التفاعل ، يطلق على الطاقة التي عندها يكون التفاعل ممكناً لطاقة العتبة (K_{th}) (طاقة العتبة : أقل طاقة ممكن أن تستخدم للحصول على التفاعل الممتص للطاقة endo ergic) ، لذا تكون $(K_{th} = K_x)$ عندما تكون $(Q = K_0)$. أذن من الممكن كتابة معادلة (6-18) كالآتي :

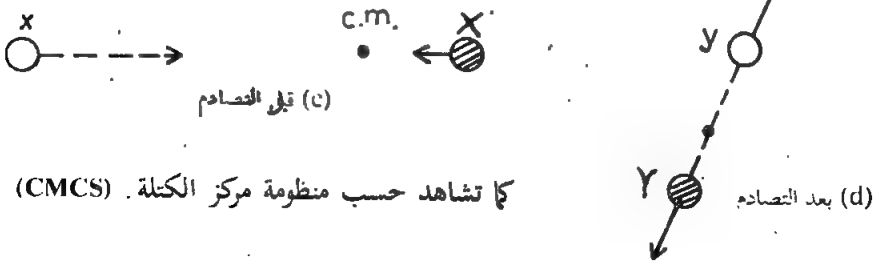
$$Q = K_{th} \left(\frac{M_x}{m_y + M_x} \right)$$

$$K_{th} = Q \left(\frac{M_x + m_x}{M_x} \right)$$

$$= Q \left(1 + \frac{m_x}{M_x} \right) \dots\dots\dots(6-19)$$



كما تشاهد حسب المنظومة المختبرية (Laboratory system) .



كما تشاهد حسب منظومة مركز الكتلة (CMCS)

الشكل (6-3) : التفاعل النووي كما يشاهد من المنظومة المختبرية ومنظومة مركز الكتلة

6.3 المقطع العرضي Cross section

لو أننا اعتبرنا التفاعل النووي يحدث بصورة فعالة، فهذا لايعني أن أي جسيم ساقط على هدف ما يحدث تفاعلاً نووياً. لأنه في الحقيقة، إذا تصورنا حزمة من الجسيمات الساقطة على هدف فإن جزءاً قليلاً منها قد يحدث تفاعلاً نووياً والجزء الآخر يمر بدون تفاعل. كذلك لايمكننا أن نتساءل عن أي الجسيمات تحدث التفاعل والجسيمات لاتحدث. فنحن نتكلم عن احتمالية حدوث حدث. يطلق على هذه الاحتمالية بالمقطع العرضي أو المقطع العرضي النووي (Nuclear Cross Section). الآن لو تصورنا مرة أخرى حزمة من الجسيمات ذات طاقة ثابتة شدتها I (الشدة: تمثل عدد الجسيمات التي تقطع وحدة المساحة في وحدة الزمن) تسقط على هدف رقيق سمكة dx ومساحته A، شكل (4-6)، فهناك مع كل نواة من النوى مساحة حساسة $\sigma = \pi R^2$ (R = نصف قطر النواة) بحيث أن الجسيم الساقط يصطدم بالنواة من خلال هذه المساحة ويولد تفاعلاً نووياً ينتج عنه N من الجسيمات الخفيفة. فإذا كان الهدف يحوي على n نواة في وحدة الحجم، فإن عدد النوى في وحدة المساحة يكون ndx. والعدد الكلي من النوى في المساحة A يكون ndxA. وبما ان هناك مساحة حساسة مع كل نواة σ ، فإن المساحة الحساسة الكلية تكون $\sigma A ndx$. دعنا نعرف النسبة بين N/I بالأحتمالية التي يدخل فيها الجسيم الساقط تفاعلاً نووياً.

$$\frac{N}{I} = \frac{\text{المساحة الحساسة الكلية}}{\text{المساحة الكلية}} \dots\dots\dots(6-20)$$

$$= \frac{\sigma A ndx}{A}$$

أو

$$= \frac{N}{I} = \sigma ndx \dots\dots\dots(6-21)$$

$$\sigma = \frac{N}{(I/A) (nA dx)}$$

أذن

أو

$$\sigma = \frac{N}{I n dx} \dots\dots\dots (6-22)$$

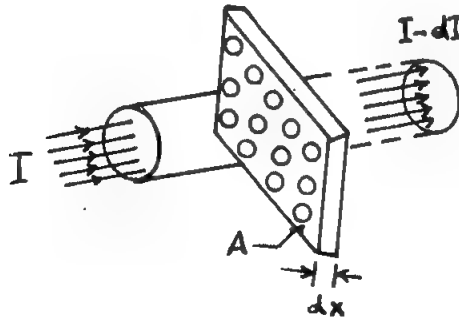
من الممكن أيضاً كتابة النسبة N/I مساوية الى التغير الحاصل بشدة الحزمة وذلك عند مرورها في الهدف .

أذن

$$\frac{N}{I} = - \frac{dI}{I} = n \sigma dx \dots\dots\dots (6-23)$$

حيث dI تمثل التغير الحاصل بالشدة، أما الإشارة السالبة فتدل على أن هناك نقصاناً بقيمة I كلما زادت قيمة X . وتطبيق الشرط التالي $I = I_0$ في $X=0$ نحصل على .

$$I = I_0 e^{-n \times \sigma}$$



الشكل (6-4). حزمة شدتها I تسقط على هدف سمكه dx . كل دائرة تمثل المساحة الحساسة (σ) فإذا كانت الجسيمة ساقطة خلال هذه المساحة، فإن تفاعلاً نووياً قد يحدث .

حيث $n\sigma$ تمثل معامل امتصاص الجسيمات في المادة. وبصورة عامة فإن التفاعل الحاصل بين الجسيم الساقط ونواة مادة الهدف قد يسلك عدداً من الطرق لانتاج الجسيمات الخفيفة المتعددة $N_1, N_2, N_3 \dots N_i$ في وحدة الزمن. فإذا افترضنا $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3 \dots \sigma_i$ عبارة عن المقاطع العرضية لكل تفاعل نووي. فإن المقطع العرضي الكلي total يمكن أن يعرف كحاصل جمع المقاطع العرضية المفردة.

$$\sigma_{\text{total}} = \sum \sigma_i$$

أو

$$= \frac{N_1 + N_2 + N_3 \dots}{(I/A) (nAdx)} \dots \dots \dots (6-24)$$

تعرف وحدات المقطع العرضي بـ البارن (barn) :

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

$$1 \text{ millibarn} = 10^{-3} \text{ barn}$$

أو

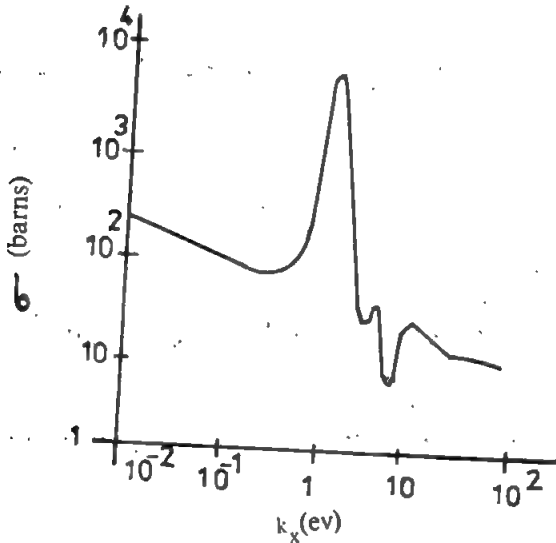
6.4 سلوكية المقطع العرضي (The behavior of cross section)

هناك عدد من الملاحظات فيما يخص سلوكية المقاطع العرضية للتفاعل سوف نتطرق إليها :

أولاً : في التفاعلات الماصة للطاقة (endoergic)، لا يمكن حدوث أي تفاعل إلا بأضافة طاقة الى النويات المترابطة. وهذا يعني أن المقطع العرضي للتفاعل يكون صفرأ حتى تكون الطاقة أكبر من طاقة العتبة.

ثانياً : في التفاعلات التي فيها الجسيم الساقط هو النيوترون. يكون تفاعل النيوترون عملياً على أساس « أسر النيوترون » من قبل نواة الهدف (n- γ). ففي هذا التفاعل مطلوب مقطع عرضي عالٍ حتى ولو كانت طاقة النيوترون صغيرة جداً. لأن النيوترون، عكس الجسيم المشحون، لا ينحرف في مجال النواة وله القابلية على أن يصل الى مسافة صغيرة من

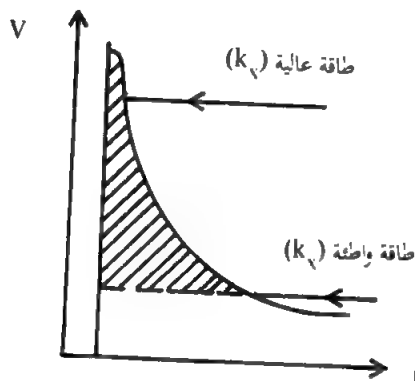
النواة تقترب من القوة النووية ومن ثم يتفاعل مع نواة الهدف بسرعة واطئة . أسلوب المقطع العرضي في تفاعل $(n - \gamma)$ موضح بالشكل (5-6) وذلك كدالة لطاقة النيوترون . وكما يشاهد في الشكل بأن قيمة المقطع العرضي تزداد كلما قلت طاقة النيوترون ، أي أن المقطع العرضي يتناسب تقريباً مع $(1/v)$ ، حيث v هي سرعة النيوترون . ولتفسير ذلك ، نقول أن احتمالية أسر النيوترون بصورة مباشرة يتناسب مع الوقت اللازم الذي يصرفه النيوترون مع نواة الهدف أو عكسياً مع السرعة . أن القمم (Peaks) في المقطع العرضي (شكل 5-6) تعني حصول حالات الرنين في التفاعل أعلاه وهذا سوف يعطينا معلومات حول مستويات الطاقة .



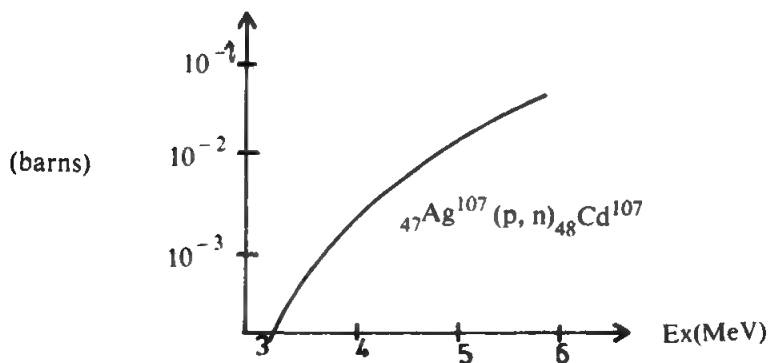
الشكل (5-6) . العلاقة بين المقطع العرضي لأسر النيوترون في الأنديموم وطاقة النيوترون .

ثالثاً : أما في التفاعلات التي يكون فيها الجسم الساقط جسيماً مشحوناً ، فإن المقطع العرضي للتعامل يتأثر كون أن الجسيمة الساقطة تواجه قوة كولومية في مجال النواة . فإذا لم تكن ظاهرة « أخترق حاجز الجهد » . (barrier penetration) موجوداً وهي التي فسرت نظرية أنبعاث جسيمات ألفا ، فإن جميع الجسيمات المشحونة وذات الطاقة الواطئة قد لا تدخل في أي تفاعل نووي ، وبذلك يكون المقطع العرضي للتفاعل

مساوياً الى صفر . لكن الملاحظ أن الجسيمة الساقطة (المشحونة) حتى لو كانت طاقتها واطئة أو أقل من 1 MeV (الطاقة قليلة جداً بالنسبة لارتفاع حاجز الجهد الكولومي) وجدت أنها تدخل في تفاعل نووي . هذا يدلنا أن حاجز الجهد الكولومي قد اخترق وأن احتمالية اختراق هذا الحاجز تعتمد بصورة كبيرة على ارتفاعه وسمكه . فكلما كانت الجسيمة الساقطة ذات طاقة عالية ، كان اختراق حاجز الجهد أسهل ، شكل (6-6) . وكما ورد سابقاً أيضاً فإن المقطع العرضي بصورة عامة يزداد بزيادة طاقة (K_p) شكل (6-7) .



الشكل (6-6) يوضح كيفية اختراق حاجز الجهد الكولومي أو النووي من قبل جسيمات مشحونة ذات طاقة واطئة أو طاقة عالية .



الشكل (6-7) : يمثل الزيادة في قيم المقطع العرضي للتفاعل $^{107}\text{Ag}(p, n)^{107}\text{Cd}$ مع طاقة البروتون .

6.5 معدل التفاعل Reaction rate

نتطرق الآن الى كمية أخرى مهمة في التفاعلات النووية يطلق عليها معدل التفاعل (RR) (reaction rate) التي تعرف بعدد التفاعلات النووية الحادثة في وحدة الزمن. فإذا فرضنا عدد الجسيمات التي تمر في وحدة المساحة وفي وحدة الزمن، ϕ ، ومساحة الصفیحة A، فإنه من الممكن القول أن عدد الجسيمات الساقطة على الصفیحة في وحدة الزمن هي ϕA . وأحتمال التفاعل من قبل أي جسيمة هو $n\sigma$. إذن

$$RR = (\phi A) (n\sigma) \text{ sec}^{-1} \dots\dots\dots(6-25)$$

وبما أن $XA = V$ ، حيث V حجم الصفیحة. إذن :

$$RR = \phi n\sigma V \dots\dots\dots(6-26)$$

6.6 نظريات التفاعلات النووية

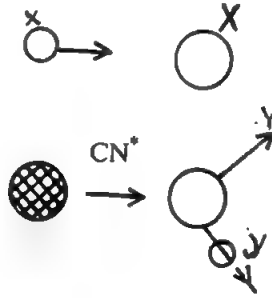
لقد تمت دراسة التغير الحاصل بقيم المقاطع العرضية بالنسبة لطاقات الجسيمات الداخلة في التفاعل النووي عملياً، حيث أوضحت هذه الدراسة أن هناك طاقات محددة تكون فيها قيم المقطع العرضي عالية جداً إذا ما قورنت بالطاقات المجاورة لها. لقد أطلق على مثل هذه القمم الحادة (Peaks) في المقاطع العرضية بالرنين (resonances). أن مواقع هذه القمم الرنينية تشير الى مواقع مستويات الطاقة في النواة. كذلك لوحظ من النتائج، أن في الطاقات الواطئة يكون شكل القمم الرنينية حاداً بحيث يبلغ سمكة بضع الألكترون فولت (eV). في عام 1936، فسر نلس بور التفاعلات النووية وكذلك وجود القمم الرنينية الحادة في الطاقات الواطئة على أساس فرضية تكوين النواة المركبة (Compound nucleus). لقد أوضح بور في فرضية على أن التفاعل النووي يحدث، في مرحلتين، الأولى تتفاعل الجسيمة الساقطة بشدة مع نواة الهدف بحيث تفقد كل طاقتها. وهذا يعني فقدان

هويتها وتصبح جزء من الهدف مكونة نواة يطلق عليها النواة المركبة وذلك ببعت نوية واحدة أو أكثر قريبة من سطح النواة المركبة الى الخارج شكل (6-8) ومن الممكن الان توضيح تكوين وأنحلال النواة المركبة كما يلي :

المرحلة الأولى: الجسيمة الساقطة + نواة الهدف → نواة مركبة .

المرحلة الثانية: النواة المركبة → نواة مرتدة + جسيمة خارجة .

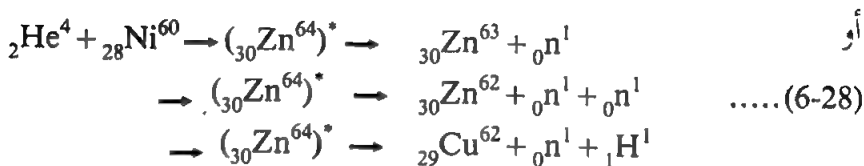
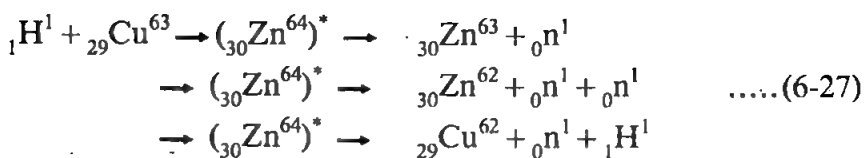
أو



شكل (6-8) انحلال النواة المركبة في التفاعلات النووية

من أهم خواص النواة المركبة هو أن نموذج انحلالها لايعتمد على طبيعة تكوينها . وهذا بالتأكيد ممكن فقط عندما يكون وقت انحلال النواة المركبة أكبر من « الوقت الطبيعي النووي » (ويقصد بالوقت الطبيعي النووي ، بالوقت اللازم لانتقال الجسيمة الساقطة خلال نواة الهدف) . فمثلاً ، عندما يتحرك بسرعة 10^9 cm/sec (وهذا مكافئ الى نيوترون ذي طاقة 1 MeV) ويقطع نواة قطرها تقريباً 10^{-12} cm ، فإنه يحتاج الى وقت تقريباً 10^{-21} sec . وهذا الوقت أقصر بكثير من وقت انحلال النواة المركبة (10^{-14} sec) .

لذا فأن هناك عدداً من التجارب العملية التي قد أثبتت أن النواة المركبة $(^{64}_{30}\text{Zn})^*$ تتكون بأكثر من طريقة وكذلك تنحل بأكثر من طريقة كما في المعادلات التالية :



كذلك فإن النسبة بين المقاطع التي تم الحصول عليها في التفاعلين أعلاه يجب أن تكون نفسها وكما يلي :

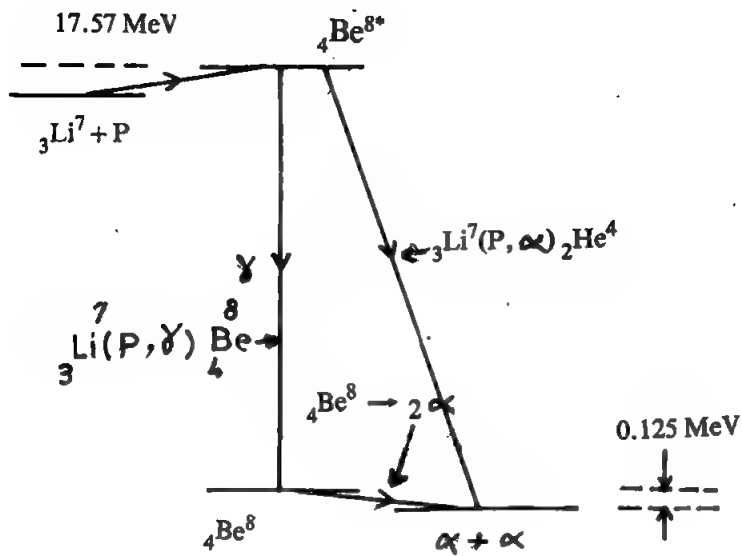
$$\sigma(p-n) : \sigma(p-nn) : \sigma(p-pn) = \sigma(\alpha-n) : \sigma(\alpha-nn) : \sigma(\alpha-np) \dots (6-29)$$

في جميع التفاعلات أعلاه نلاحظ أن النواة المركبة بعد الانحلال تتحول الى نواة مستقرة. أما في بعض التفاعلات فتجد أن النواة المركبة بعد الانحلال تكون نواة غير مستقرة وكما في التفاعل التالي :



ففي هذا التفاعل تتكون النواة المركبة ${}^8\text{Be}^*$ والتي كما نعلم أنها لا توجد في الطبيعة كنواة مستقرة. بعد ذلك تنحل الى جسيمين من جسيمات الفا بطاقة حركية 8.8 MeV لكل منهما. أو أنها تبعث الطاقة المتوفرة لديها على شكل أشعاعات كما طاقها 17.6 MeV متحولة بعد ذلك الى الحالة الأرضية، يتبع هذا الأنبيعاث أن النواة غير المستقرة ${}^8\text{Be}$ تنحل باعثة جسيمتين من جسيمات الفا وبطاقة حركية قليلة جداً لكل منهما. شكل (6-9) يوضح مخطط مستويات الطاقة لمثل هذا التفاعل.

أن نموذج النواة المركبة كان من النماذج الناجحة لتفسير التفاعلات النووية بالنسبة للجسيمات التي قد تصل طاقتها تقريباً 15 MeV ولهدف عدده الكتلي $A > 10$. أما لطاقات أكبر من 15 MeV ولغاية 50 MeV فهناك نماذج أخرى مثل النموذج الضوئي (optical model) ونموذج التفاعل المباشر (direct interaction model) ناجحة لتفسير التفاعلات النووية. أما بالنسبة لطاقات أكبر من 50 MeV فأننا يجب أن نبحث عن نماذج أخرى لتفسير التفاعلات النووية، لأن الصورة بالنسبة لهذا التفاعل تكون معقدة جداً وكذلك التفسير النظري لها.



الشكل (6-9) يوضح مخطط مستويات الطاقة للتفاعلات: ${}^3\text{Li}^7(p, \alpha){}_2\text{He}^4$ و ${}^3\text{Li}^7(p, \gamma){}_4\text{Be}^8$



الفصل السابع

الانشطار النووي والمفاعلات النووية

(Nuclear fission and nuclear reactors)

(Nuclear fission) الانشطار النووي

7.1 المقدمة

الانشطار النووي عبارة عن تفاعل نووي ناتج عن قصف مادة قابلة للانشطار (كاليورانيوم والبلاطونيوم مثلاً) بالنيوترونات. ففي كل انشطار نووي تنقسم نواة المادة المنشطرة الى جزئين او اكثر متساويين بالحجم، كذلك تتحرر عدد من النيوترونات (2-3) بالاضافة الى كمية من الطاقة الحرارية، ان النيوترونات المتحررة من الانشطار تخرج بسرعة بحيث لاتصطدم مرة ثانية بذرات المادة المنشطرة ما لم تخفض سرعتها باستخدام مهديء وهكذا تستمر عملية الانشطار النووي ونحصل على ما يسمى بالتفاعل المتسلسل.

من الممكن التفريق بين عملية الانشطار النووي واي تفاعل نووي وذلك من خلال عدد النيوترونات التي تنبعث في الانشطار والطاقة المتحررة الكبيرة جداً. ان عملية الانشطار النووي المؤدية الى شطيتين يطلق عليها بالانشطار الثنائي وهي الحالة السائدة، الا ان هناك حالات تنقسم فيها النواة الى ثلاثة اقسام وتسمى بالانشطار الثلاثي. ومن الممكن ان تنشطر النواة الى اكثر من ثلاث شظايا الا ان ذلك لا يحدث الا في حالات نادرة جداً.

7.2 اكتشاف الانشطار النووي

ان فكرة الانشطار النووي تبلورت بصورة واضحة بعد اكتشاف النيوترون في عام 1932 ، وكذلك بعد اكتشاف النشاط الاشعاعي الاصطناعي من قبل جوليت كوري عام 1934. بعدها حاول فرمي (Fermie) تحضير النظائر المشعة للعناصر باستخدام النيوترونات البطيئة (عملية الأبطاء تمت في البرافين). ان تجارب فيرمي في توليد النظائر المشعة للعناصر الكيميائية التي كانت معروفة انذاك ادت الى اكتشاف عناصر مابعد اليورانيوم ($Z > 92$).

ان اول من اكتشف عملية الانشطار النووي هما العالمان اوتوهان وشتراسمن (Attohann and Strassman) وذلك عام 1939. حيث تم قصف مادة اليورانيوم بنيوترون بطيء تولد على اثرها نظيراً الباريوم ^{139}Ba والانشيوم ^{140}La . لقد فسر اوتوهان وشتراسمن العملية هذه على اساس ان اليورانيوم المقصوف يكون غير مستقر وبذلك تنقسم الى نواتين بكتلتين ذريتين متوسطتين. لقد أطلق على هذه العملية بالانشطار النووي (Nuclear fission) بعد هذا الاكتشاف استمرت دراسة عملية الانشطار بصورة مفصلة وتم وضع النظريات العلمية لتفسيرها استناداً لتطور تركيب النواة. ففي يومنا هذا وجد ان هناك عدداً كبيراً من العناصر الثقيلة تشترك في الانشطار وان هذا الانشطار لا يحدثه فقط النيوترون البطيء وانما النيوترون السريع والجسيمات المشحونة واشعة كاما أيضاً.

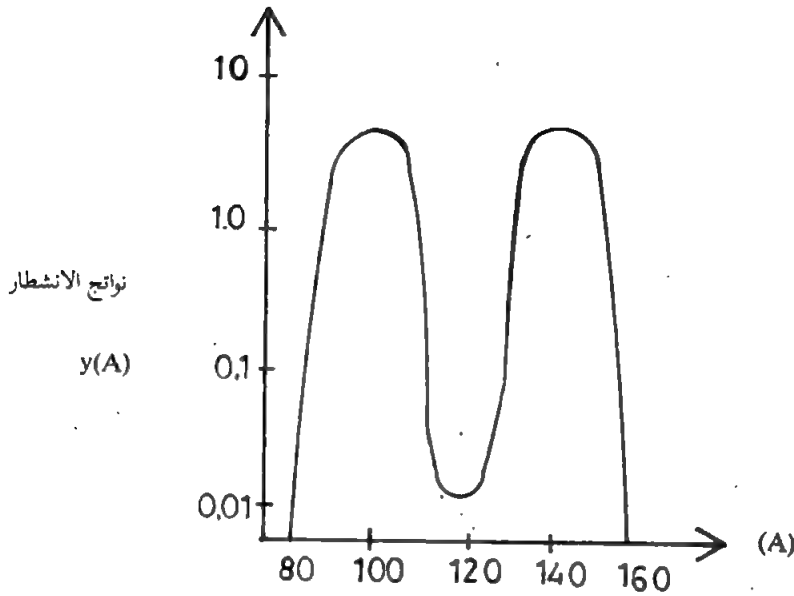
كذلك وجد ان بالاضافة الى نوى (Ba و La) المتكونة في الانشطار فان هناك عدداً النظائر الخفيفة (مثل الحارصين $Z=30$ والتريوم $Z=65$ تنبعث من عملية الانشطار .

7.3 انشطار اليورانيوم بواسطة النيوترونات الحرارية

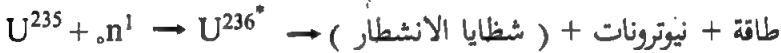
بالامكان حدوث عملية الانشطار باستخدام النيوترونات الحرارية (النيوترونات الحرارية عبارة عن نيوترونات طاقتها تقريباً (0.025 eV) . هناك ثلاث نوى U^{235} , U^{233} و Pu^{239} تحدث فيها عملية الانشطار النووي عند امتصاصها النيوترونات الحرارية . فعند حدوث مثل هذا الانشطار يتكون بالاضافة الى انقسام النواة الى قسمين ، انبعاث نيوترونات واشعة كاما ، وان انبعاث النيوترونات يكون اعتيادياً وكمعدل بين 2.51 , 2.44 و 2.89 لكل انشطار للنوى U^{233} , U^{235} و Pu^{239} على التوالي . ان سلوك الانشطار للنظيرين U^{233} , Pu^{239} مشابه الى U^{235} . لذا فسوف نتطرق لمناقشة U^{235} فقط . ان مادة اليورانيوم الخام الموجود في الطبيعة تحوي على 0.72% من نظير U^{235} ، لذلك فان عملية فصل هذا النظير عن بقية نظائر اليورانيوم صعبة ومكلفة مادياً . لذا فان اليورانيوم الطبيعي الخصب (enriched) او الغني بنظير U^{235} هو الذي يستخدم في المفاعلات النووية وفي اغراض اخرى .

ان انشطار نواة اليورانيوم -235 بواسطة النيوترون الحراري او البطيء يعطي انبعثاً لعدد مختلف من نواتج الانشطار (شظايا الانشطار) حيث تنحصر نواتج انشطار نوى اليورانيوم 235 بين $A=80$ و $A=160$ وكما هو موضح بالشكل (7-1) ، حيث ان نواتج الانشطار $y(A)$ الناتجة من التفاعل قد رسمت مع العدد الكتلي (A) . هذا وان مجموع كتل نواتج الانشطار اقل من مجموع كتلة النواة المنشطرة والنيوترون المسبب للانشطار ، ويمثل نقصان الكتلة ، الطاقة الهائلة التي تصاحب عملية الانشطار .

التفاعل التالي يوضح طبيعة الانشطار لنواة اليورانيوم -235 .



الشكل (7-1) يوضح كل نواتج الانشطار لليورانيوم 235 بعد امتصاصه النيوترونات.

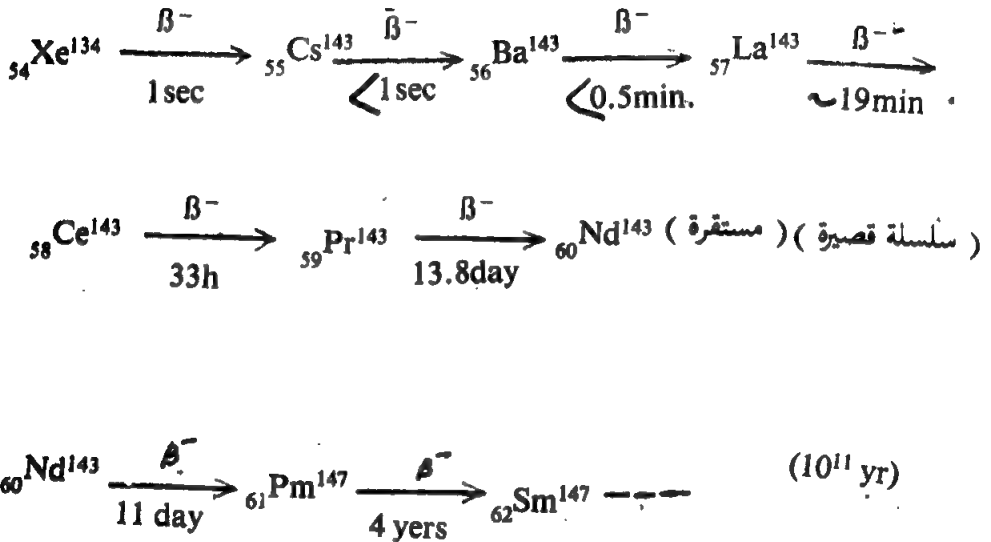


شظايا الانشطار تمثل اما (نواة الزينون +140 + نواة السترنيتيوم 94) او (نواة الكريبتون 92 + نواة الباريوم 141). في هذا التفاعل تتكون لدينا نواة مركبة $^{236}_{92}U$ في حالة استثارة تبلغ طاقتها 16.4 MeV بعدها تنحل بواسطة الانشطار النووي مكونة شظايا الانشطار حيث تتناثر مع بعضها بواسطة قوة كولوم فاقدة طاقة كامنة وحاصلة على طاقة حركية.

في عمليات الانشطار النووي هنالك أكثر من 30 اسلوباً للانشطار . ففي كل انشطار يتولد زوجان مختلفان من النوى ، ومن أكثر النوى شيوعاً هي الباريوم (Barium) ، الليثونيوم (lanthemum) والبرومين (Bromina) ، المولبديوم (malybdenum) ، الرابديوم (rabidum) ، الكريبتون (Krypton) ، الايودين (Iodion) ، الزينون (Xenon) والسيزيوم (Cesium) .

لقد لوحظ ان انبعاث اشعاع في عمليات الانشطار يرجع لعدم استقرار النوى المتمثلة في شظايا الانشطار لاحتوائها على عدد كبير من النيوترونات والتي

تعمل للتخلص منها وذلك بانحلالها بعد ان تبعث جسيمات (β^-). في معظم الحالات تمر هذه الشظايا خلال سلسلة من الانحلات حتى تصبح نظيراً مستقراً. مثل



ان النيوترونات المصاحبة لعملية الانشطار قد تسبب في شطر نووى اخرى وبسبب تولد نيوترون او اكثر مقابل كل نيوترون يستهلك في عملية الانشطار. يمكننا الحصول على تفاعل متسلسل يكون مصدراً لطاقة هائلة.

7.4 توزيع الطاقات لنواتج الانشطار

بعد ان عرفنا ماهية الانشطار النووي واهميته في كونه مصدراً للطاقة، لنأخذ فكرة الان عن كمية الطاقة المتحررة من الانشطار النووي. نحن نعلم ان معدل طاقة الربط لنويات اليورانيوم U^{236} تقريباً 7.6 MeV لكل نوية. بعد الانشطار تكون طاقة الربط لشظايا الانشطار ($A \sim 118$) مساوية الى 8.5 MeV لكل نوية. اذن الطاقة المتحررة في انشطار واحد هي $212 = 236 \times 7.6 - 2 \times 118 \times 8.5$

(MeV تقريباً). لقد وجد ان القيمة اعلاه في الحسابات الدقيقة جداً مساوية الى 200 MeV لكل انشطار. ان هذه القيمة جاءت مطابقة جداً للنتائج المقاسة عملياً، حيث ظهرت هذه الطاقة بشكل طاقة حركية الى كل من شظايا الانشطار والنيوترونات واشعة كاما وكما هو موضح بالجدول (7-1).

الجدول (7-1) توزيع الطاقة بعد الانشطار لنظير اليورانيوم ^{235}U بواسطة النيوترونات الحرارية.

الطاقة الحركية الى	MeV
شظايا الانشطار	165
نيوترونات الانشطار	5
(2.5 نيوترون لكل انشطار بحيث يحمل كل نيوترون تقريباً 2 MeV)	
اشعة كاما المنبعثة من الانشطار	10
اشعة بيتا، اشعة كاما، النيوترونات المنبعثة من انحلال شظايا الانشطار	20
الطاقة الكلية للانشطار	200

ان معظم الطاقة الكلية والتي تبلغ حوالي (90%) تذهب كطاقة حركية لشظايا الانشطار. اما بقية الطاقة فتتحرر عند انحلال شظايا الانشطار وبعثها اشعة بيتا او كاما ويمكن الحصول على الطاقة من هذين المصدرين بامتصاص نواتج الانشطار في وسط ملائم.

ان الطاقة المتحررة بالانشطار النووي تساوي الفرق بين كتلة النواة المنشطرة وكتل شظايا الانشطار والنيوترونات المتحررة. ففي الانشطار الذي يتولد فيها شظيتان (الانشطار الثنائي)، تكون الطاقة المتحررة من الانشطار مساوي تقريباً الى 200 MeV وهي :

$$E_f = M - (M_1 + M_2 + M_{ns}) \quad \dots\dots\dots(7-1)$$

حيث M كتلة النواة المنشطرة، M_1 ، M_2 و M_{ns} كتل الشظيتين والنيوترونات المتحررة على التوالي .

وكما اشرنا في الفقرة السابقة فان الانشطار النووي يحدث عندما تتغلب قوة التأثير الكولومي على الشد السطحي وهذا يعني ان مقدار هذه القوة والتي تعتبر كطاقة حركية للشظية يمكن اعتمادها من العلاقة التالية :

اذا فرضنا ان في كل انشطار ثنائي تتولد شظية خفيفة كتلتها (M_1) وشظية ثقيلة كتلتها (M_2) بحيث سرع كل منها وعلى التوالي V_1 و V_2 ، اذن وحسب قانون حفظ الزخم :

$$M_1 V_1 = M_2 V_2 \quad \dots\dots\dots(7-2)$$

كذلك فان النسبة بين طاقتيهما هما

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{M_2}{M_1} \quad \dots\dots\dots(7-3)$$

وكما قلنا سابقاً ، ان الطاقة الحركية المعطاة للشظايا هي قوة التنافر الكولومي بين شحنتي الشظيتين . فيمكن كتابة الطاقة التنافرية بينهما كالآتي :

$$E_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} \quad \dots\dots\dots(7-4)$$

حيث Z_1 ، Z_2 و R_1 ، R_2 هما شحنتان وانصاف اقطار الشظيتين الخفيفة والثقيلة على التوالي . في الانشطار المتماثل والمنتج لشظيتين متساويتين يحمل كل منهما كتلة وشحنة النواة الاصلية فان العلاقة (7-4) تصبح :

$$E_c \propto \frac{Z^2 e^2}{R}$$

$$E_c = k \frac{Z^2 e^2}{A^{1/3}} \dots\dots\dots (7-5)$$

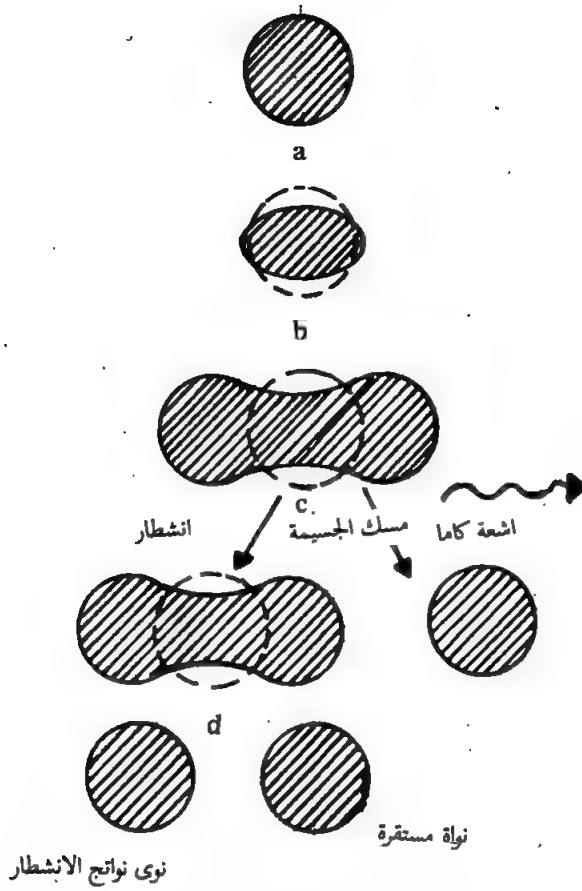
حيث $R = R_0 A^{1/3}$ و K ثابت التناسب .

يلاحظ من معادلة (7-5) ان الطاقة الحركية للشظيتين (والتي هي الطاقة التنافرية) تعتمد اعتماداً مباشراً على كتلة وشحنة النواة المنشطرة .

7.5 تفسير ظاهرة الانشطار النووي

لاتوجد نظرية محددة في الوقت الحاضر تفسر ظاهرة الانشطار النووي . لكن نلس بور وجون ويلر (Boher and wheelr) وضعوا تفسيراً لظاهرة الانشطار تعتمد على نموذج قطره السائل فبالنسبة لهذا النموذج تعامل النواة المولدة للانشطار U^{235} في المستوى الارضي كقطره سائل كروية لهذا فانه من الممكن هنا الاخذ بنظر الاعتبار عاملين فقط يكونان هما المسؤولين عن شكل النواة . الشد السطحي او التأثير السطحي والتنافر الكولومي او التأثير الكولومي . فالتنافر الكولومي يحاول تغير شكل النواة الكروي نتيجة وجود البروتونات فيها . اما الشد السطحي فيحاول التغلب على قوة التنافر الكولومي ويبقي النواة في شكلها الكروي . فعند امتصاص اي نواة كروية الشكل لجسيمة او اشعة كما فان هذا سيؤدي من طاقة النواة ويجعلها في وضع الاستقرار مما يشوه شكلها الكروي . وكلما زادت طاقة الاستقرار فان التشويه بشكل النواة يزداد . الشكل (7-2) يوضح مراحل عملية الانشطار النووي .

ولنأخذ حالة النواة في الشكل (7.2.c) فهناك حالتان من الممكن حدوثهما ، الاولى : اذا كان تأثير الشد السطحي اكبر من قوة التنافر الكولومي ، فان النواة في هذه الحالة تحاول التخلص من الطاقة الفائضة بواسطة بعث اشعة كما ومن ثم تأخذ الشكل الكروي ثانية وتصبح في حالة استقرار . اما في الحالة الثانية : والتي يكون فيها تأثير قوة كولوم اكبر من تأثير الشد السطحي ، فان النواة سوف تنشط



الشكل (7-2)

النواة المنشطرة تأخذ اشكالاً مختلفة تعتمد على درجة الاستثارة الناتجة من امتصاص الجسيم الساقط.

(a) تمثل نواة كروية قبل التصادم مع الجسيم الساقط

(b) بعد التصادم، حيث تبدأ النواة بالتشويه الى شكل القطع الناقص

(c) استمرار التشويه

(d) اذا كانت الاستثارة عالية، فان النواة تنشطر اما اذا كانت الاستثارة واطئة، فان النواة تمسك الجسيمة ومن ثم تبعث اشعة كاما.

الى قسمين وهذا يعني حصول عملية الانشطار النووي. في بعض النوى الثقيلة يحصل الانشطار نتيجة لقصفها بواسطة النيوترون الحار، او في البعض الاخر قصفها بالنيوترونات ذات الطاقة العالية او جسيمات مشحونة او يحصل الانشطار كذلك عندما تسقط عليها جسيمات ذات طاقة 20 او 30 MeV تقريباً. ففي كل هذه الحالات أعلاه تكون الطاقة الممتصة كافية لان تجعل شكل النواة كما في الشكل (7.2.d) اما بالنسبة للنوى التي عددها الكتلي $A \approx 200$ فاننا نحتاج الى طاقة استثارة عالية لغرض حصول الانشطار. اما النوى التي عددها الكتلي $A = 230$ او $A = 240$ فاننا نحتاج الى طاقة استثارة قليلة جداً لحصول الانشطار. اما النوى U^{235} , U^{233} و Pu^{239} فانها في حالة خاصة حيث يحصل لها انشطار حتى ولو امتصت نيوترونات طاقتها الحركية صفر تقريباً. لذا نستدل بان هذه النوى مفيدة جداً وذلك لاستخدامها في عمليات الانشطار النووي.

7.6 تفاعل الانشطار المتسلسل (fission chain reaction)

ان استمرار عملية الانشطار في مادة اليورانيوم يطلق عليها تفاعل الانشطار المتسلسل (Fission chain reaction) ولتوضيح هذه العملية نفرض اننا قمنا بقصف كمية قليلة من اليورانيوم بمئة نيوترون (100). ولنفرض ايضاً ان اربعين من هذه النيوترونات فقط انتجت انشطارات نووية، اما الستون الاخرى فهي اما ان تمتص بدون حدوث اي انشطار او انها تتسرب او تهرب من هدف اليورانيوم (وسوف نتكلم عن هاتين الخاصيتين فيما بعد). بعد الانشطار مباشرة تتولد لدينا مرة ثانية مئة نيوترون ($100 = 2.5 \times 40$)، على اعتبار ان كل انشطار يولد كمعدل 2.5 نيوترون. من هذه المئة نيوترون الثانية هناك اربعون نيوترون فقط سوف تحدث انشطارات اخرى مكونة 100 نيوترون اضافي وهكذا، لذا لايفقد اي نيوترون. ان العملية التي فيها الانشطار يبقى مستمراً بدون اضافة اي نيوترونات من الخارج يطلق عليها التفاعل المتسلسل ذاتي المداومة (self sustained chain reaction).

ان التفاعل المتسلسل يمكن ان يحدث في حالة واحدة وهي اذا كان عدد النيوترونات المتولدة في الانشطار $(n + 1)$ (n تمثل اي انشطار) مساوية او اكثر من

الانشطار ((n)). لهذا فان معامل تكاثر النيوترونات (reproduction factor) ((k)) يمكن ان يعرف كما يلي :

$$K = \frac{\text{عدد النيوترونات في الانشطار } (n+1)}{\text{عدد النيوترونات في الانشطار } (n)} \dots\dots\dots(7-6)$$

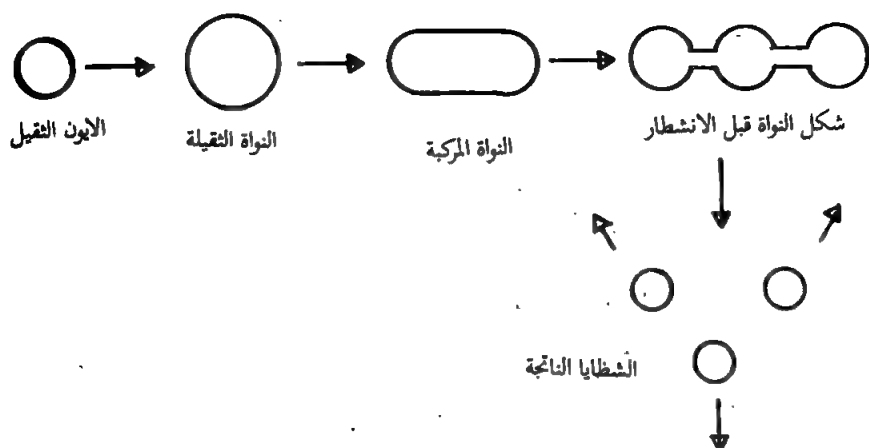
فاذا كانت قيمة $(K=1)$ فهذا يعني ان عدد النيوترونات في الانشطار $(n+1)$ مساوي الى عدد النيوترونات في الانشطار (n) وهذا يعني كذلك ان الحالة تصبح حرجة (critical). اما اذا كانت $(k < 1)$ فيعني بان عدد النيوترونات في الانشطار $(n+1)$ اقل منه في الانشطار (n) ، ان هذه الحالة يطلق عليها بالحالة دون الحرجة (subcritical). واخيراً اذا كانت $(K \geq 1)$ اي ان عدد النيوترونات في الانشطار $(n+1)$ اكثر منه في الانشطار (n) فان الحالة يطلق عليها بالحالة فوق الحرجة (Supercritical).

في كل انشطار تتحرر طاقة مقدارها تقريباً 200 MeV ، فاذا اردنا ان نحصل على طاقة مستمرة او تجهيز مستمر من الطاقة عن طريق مفاعل نووي مثلاً، فيجب ان تكون الحالة في المفاعل حرجة، اي ان قيمة $(K=1)$. وهذا هو الشرط الاساس لتشغيل المفاعلات النووية. في الحالة فوق الحرجة، القدرة تزداد باستمرار مما يؤدي في النهاية الى عدم السيطرة عليها وبالتالي فان احتمال انفجار المفاعل يكون كبيراً وهذا ما يحدث عند تفجير القنبلة الذرية. اما اذا كانت الحالة دون الحرجة، فان عدد النيوترونات يتناقص باستمرار وبالتالي نصل الى مستوى طاقة مساوي الى صفر. وهذا يعني ان المفاعل لا يشتغل بعد ذلك.

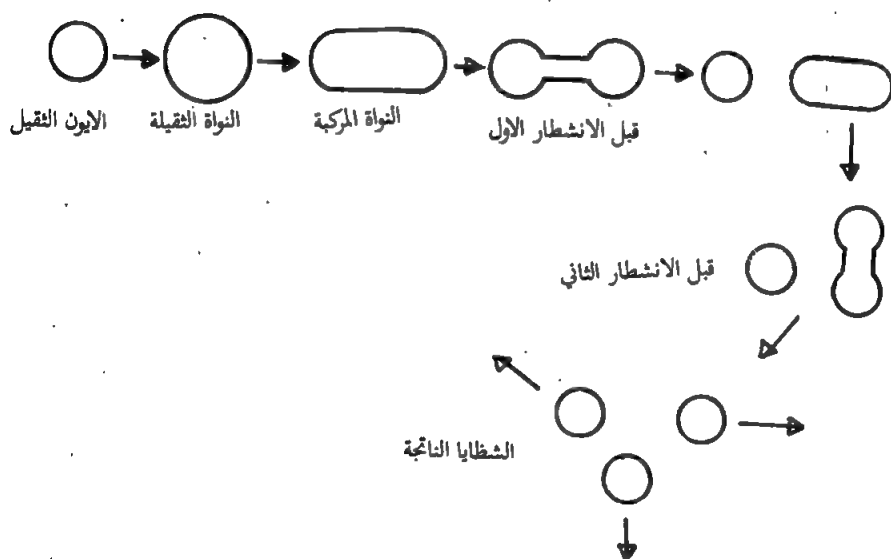
7.7 بعض انواع الانشطارات النووية

7.7.1 الانشطار الضوئي Optical fission

يحدث هذا الانشطار عند قصف اليورانيوم بفوتونات ذات طاقة عالية مما يجعلها غير مستقرة. وكان العلماء هكسبي، شوب، ستيفنز وولز (Haxby, shoupp, stephens & wells) عام 1941 اول من حقق هذا الانشطار باستعمال



الشكل (7-3) الطريقة المباشرة للانشطار الثلاثي



الشكل (7-4) الانشطار الثلاثي يحدث بمرحلتين

اشعة كاما. حيث تم تعريض قطعة من اليورانيوم معدنية الشكل مساحتها 12 cm^2 تقريباً كانت موضوعة داخل حجرة التأين لفوتونات اشعة كاما طاقتها 6.3 MeV ، وقد تم قياس نواتج الانشطار بواسطة نبضات التأين التي تحدثها في هذه الحجرة.

بعد ذلك جرت محاولات عديدة لتوليد مثل هذا الانشطارات مستخدمين نوى مختلفة وفوتونات ذات طاقات مختلفة. وقد تمكن كل من كوخ، ماكليني وكاستايكر (Koch, McElEinney & Gastrger) عام 1950 من ايجاد قيم ادنى طاقة (العتبة) للانشطارات الضوئية وبصورة دقيقة او ذلك من خلال اسقاط فوتونات الاشعة السينية على عينات من نظائر منفصلة مثل اليورانيوم والبلوتونيوم والثوريوم.

7.7.2 الانشطار الثلاثي Ternary fission

بعد ان تمت معرفة الانشطار النووي، قدم العالم برزنت R.present عام 1941 اقتراحاً حول احتمال وجود انشطار ثلاثي (ternary fission) وذلك على اساس نموذج قطره السائل والتي اقترحها بور ايضاً. الانشطار الثلاثي هو انقسام النواة المتهيجة الى ثلاث شظايا (نوى) وذلك بكتل متقاربة. ان احتمال حدوث مثل هذه الانشطارات قليل جداً حيث يبلغ انشطاراً واحداً في كل مائة الفا انشطار لنظائر اليورانيوم، وهناك كذلك دلائل تشير الى ان احتمالية الانشطار الثلاثي تزداد وذلك في النوى الثقيلة وتحت ظروف الطاقة العالية. ان تفسير ميكانيكية الانشطار الثلاثي في النوى الثقيلة وبالاينوات الثقيلة يتم باحد هاتين الطريقتين : الاولى، تفترض حدوث الانشطار الثلاثي بطريقة مباشرة وبخطوة واحدة، حيث تتكون في النواة المنشطرة وفي مرحلة الانفصام اتصالان في ان واحد تنشطر بعدها النواة الى ثلاثة اجزاء او شظايا كما في الشكل (3-7). اما الطريقة الثانية فانها تفترض توليد الشظايا الثلاث بمرحلتين، المرحلة الاولى انشطار النواة الى شظيتين احدهما صغيرة والاخرى كبيرة تمتلك طاقة استثارة كبيرة تكفيها لان تنشطر انشطاراً ثنائياً اخر. الشكل (4-7) يوضح ذلك.

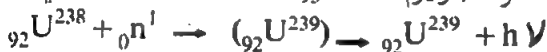
7.7.3 الانشطار التلقائي او الذاتي Spontaneous fission

ان اول من لاحظ الانشطار الذاتي في نواة ثقيلة مثل اليورانيوم (U^{235}) هما العالمان بترزاك وفليروف (Petrzhak & flerov) وذلك في عام 1940. حيث تنشطر النواة الى جزئين على الاقل من حالة الاستقرار او الحالة الارضية (ground state) وبدون ان تعطى اي طاقة استثارة. لقد وجد ان هذه الظاهرة هي من

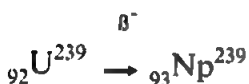
صفات العناصر الثقيلة والتي يطلق عليها مابعد الاكتينيوم وتتراوح اعمار النصف لانشطار هذه النوى من اجزاء الثانية كما هو الحال بالنسبة لنظير الفيرميوم (258) ($T_{1/2} = 280 \mu s$) الى الاف السنين كما في نظير الثوريوم (232) ($T_{1/2} = 2110 \text{ yrs}$). ولتفسير حدوث مثل هذه الانشطارات فان هناك تفسيراً خاصاً بها، وهو ان الانشطار الذاتي لا يحدث عن طريق التغلب على حاجز الانشطار [حيث وجد ان انسب شكل له هو القطع المكافئ] بل عن طريق ما هو معروف في الميكانيك الكمي بظاهرة النفق، (Tunneling effect)، ويتوقع ان يكون الاختراق من قبل الشظية المعنية هي العامل المتحكم في احتمالية حدوث الانشطار التلقائي او الذاتي وتعتمد احتمالية تكوين النفق والخروج على عدد التصادمات التي تحدثها الشظية بجدار الحاجر.

7.8 عناصر مابعد اليورانيوم Transuranic elements

بعد حدود العناصر الطبيعية، والذي هو اليورانيوم ($Z=92$)، تم تحضير العناصر الصناعية الثقيلة والتي اطلق عليها عناصر مابعد اليورانيوم. ان اول مجموعة من هذه العناصر تم تحضيرها بواسطة اسر اليورانيوم $^{238}_{92}\text{U}$ للنيوترون ليتبعه انحلال بانبعث جسيمات بيتا، وبذلك يتحول نيوترون واحد الى بروتون وهذا يعني زيادة قيمة Z بمقدار واحد مكونة عنصر النبتونيوم ($^{239}_{93}\text{Np}$) (Neptunium) وكما يلي :

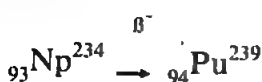


ثم يتبع ذلك



$$T_{1/2} = 23.5 \text{ Sec}$$

النبتونيوم المتكون في المتفاعل اعلاه نشط اشعاعياً ايضاً فهو يبعث بجسيمات بيتا ليكون عنصراً جديداً عدده الذري ($Z=94$). حيث يعرف الان بالبلوتونيوم (Plutonium) وفيما يلي الانحلال النووي للنبتونيوم :



$$T_{1/2} = 2 - 3 \text{ day}$$

ان نظير البلوتونيوم هو نشط اشعاعياً ايضاً وينحل الى اليورانيوم 235 باعثةً بجسيمات الفا وبعمر نصف طويل جداً وكما يلي :

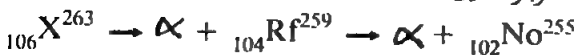


نظير البلوتونيوم يلعب دوراً هاماً في مشروع القنبلة الذرية وذلك كونه قابلاً للانشطار بكل من النيوترونات السريعة والبطيئة حيث له مقطع عرضي (729) بارن كبير بالمقارنة مع 520 بارن بالنسبة لـ U^{235} (بالنسبة للنيوترونات الحرارية) .

بعد البلوتونيوم ($Z=92$)، تبقى النوى الثقيلة مصنوعة من قصف البلوتونيوم بجسيمات الفا، نوى الكربون او ايونات زوجية مثل النيون -22. وقد تم لحد الان انتاج عدد كبير من نظائر النبتونيوم تتراوح اعدادها الكتلية بين 231 و 239، وانتج ايضاً عدد كبير من نظائر البلوتونيوم تتراوح اعدادها الكتلية بين 232 و 242. وكذلك عناصر ما بعد اليورانيوم اعدادها الذرية 95, 96, 97, و 98 وهي

العدد الذري	الاسم	الرمز
93	نبتونيوم Neptunium	Np
94	بلوتونيوم plutonium	Pu
95	امريسيوم Americium	Am
96	كوريوم Curium	Cm
97	بركليوم Berkelium	Bk
98	كاليفورنيوم Californium	Cf

حتى عام 1980، وجد ان هنالك عناصر غير معروفة لحد الان وهي مثل ${}_{106}\text{X}^{263}$ حيث تم الحصول عليه من قصف الكاليفورنيوم (Cf) 294 بايونات الاوكسجين (18). بينما النظير المجهول الاخر ${}_{106}\text{X}^{259}$ فانه يتكون نتيجة قصف الرصاص بايونات الكروميوم (54). ان العنصر الاول تم التعرف عليه وذلك من خلال انحلال جسيمات الفا وبمرحلتين :



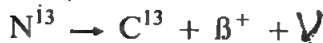
على كل حال ماتزال المحاولات العديدة لانتاج العناصر الجديدة الاصطناعية قائمة لما وراء اليورانيوم .

7.9 الاندماج النووي Nuclear fusion

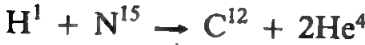
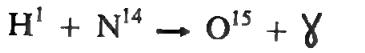
الاندماج النووي عملية ينتج عنها تكون نواة من اندماج نوى اصغر كتلة منها (كما تتكون نواة الهليوم من نوى الهيدروجين) ، ويكون الاندماج مقروناً بانطلاق طاقة كبيرة (كما يحدث في تفجير القنبلة الهيدروجينية) . لذا فان عملية الاندماج النووي هي عملية معاكسة لعملية الانشطار النووي لكن يربطهما شيء مشترك هو ان الاثنين يولدان طاقة .

تحدث تفاعلات الاندماج النووي عادة في درجات الحرارة العالية ، ففي هذه الدرجات العالية يكون تأثير التنافر الكولومي بين الجسيمات الموجبة ضعيفاً بحيث يمكن ان تصل الجسيمات قريبة من بعضها الى درجة ان تتعامل بالقوة النووية . مثل هذه التفاعلات يطلق عليها بالتفاعلات النووية الحرارية (Thermonuclear reaction)

ان عمليات التفاعل داخل الشمس والنجوم هي من نوع تفاعلات الاندماج النووي او التفاعلات النووية الحرارية ، حيث ان درجة الحرارة داخلها عالية جداً ($\sim 10^8$ or 10^6 K°) مما يجعل جميع ذرات المواد المختلفة داخل الشمس متأينة كلياً ومكونة غازاً مؤيناً (Ionized gass) يحتوي على اعداد من النوى والالكترونات يطلق عليها البلازما . ان حركة هذه النوى في هذا الغاز المؤين وبسرع عالية يجعلها تصطدم بنوى اخرى وترتبط معها ، وعند حدوث مثل هذا الارتباط تتحرر طاقة كبيرة جداً . ان التفاعلات النووية الحرارية التالية هي من اكثر التفاعلات شيوعاً بالشمس والنجوم . التفاعل الاول يطلق عليه بدورة الكربون (Carbon cycle) اما التفاعل الثاني فهو دورة البروتون (próton - Proton cycle) .



دورة الكربون



تبدأ هذه الدورة بنواة واحدة للكربون وتنتهي بنواة واحدة للكربون . خلال العملية تستخدم اربعة بروتونات لتتحول الى جسيم الفا وبوزترونين مع خروج طاقة تقريباً تقدر بـ (Q = 25 MeV) .



دورة البروتون

في هذه الدورة كذلك تتحول اربعة بروتونات الى جسيم الفا وبوزترون مع خروج طاقة تقدر بـ (Q = 25 MeV) .

المفاعل النووي Nuclear Reactor

7.10 المقدمة

المفاعل النووي عبارة عن جهاز الغرض منه السيطرة على عملية الانشطار النووي المتسلسل والناتج عن وضع كمية من الوقود النووي ثم تعريضها الى مصدر نيوتروني . عند تعرض ذرة الوقود الى نيوترونات فانها قد تمتص احد هذه النيوترونات المصطدمة بها ، ونتيجة لذلك فاننا نحصل على نيوترون او اكثر عند انشطار اليورانيوم (235) . وكما قلنا سابقاً ، ان عملية التفاعل المتسلسل تنشأ من اصطدام احد النيوترونات الناتجة عن الانشطار بذرة وقود اخرى وبذلك نحصل على انفلاق جديد وعدد اخر من النيوترونات . فالمفاعل يسيطر على هذه التفاعلات وينظمها بشكل يمنع من ان تصبح الطاقات المتولدة من الانشطار عالية جداً قد تصهر المفاعل وتعرضه الى الخطر . ان المفاعلات النووية انواع عديدة يعتمد تصميمها على نوع السيطرة التي تستخدمها على التفاعل النووي وسوف نتكلم عن ذلك فيما بعد .

7.11 تشغيل المفاعل

للبدء في تشغيل اي مفاعل ، توضع قيمة (k) اكبر قليلاً من الواحد فاذا أستخدم اليورانيوم الطبيعي كوقود . فأننا لانستطيع الحصول على الحالة الحرجة ، وذلك بسبب ان اليورانيوم الطبيعي يحوي على 235 و 238 بنسبة 1/138 . وهذا يعني أن مقدار U^{235} يكون 0.7% و U^{238} يكون 99.3% . فعندما يسقط نيوترون حراري على الوقود الحاوي على اليورانيوم الطبيعي ، فان معظم النيوترونات المتولدة تفقد بواسطة الامتصاص في اليورانيوم 238 والتي لا يحدث فيها اي انشطار وكذلك بهروبها من المفاعل . لذلك ولزيادة احتمال الانشطار النووي يجب تخصيب اليورانيوم (enriched) بنظير اليورانيوم 235 [عملية التخصيب تعني زيادة نسبة احد نظائر اليورانيوم على الاخر] واستخدامه كوقود في المفاعل .

الشكل (5-7) يوضح الشكل الاعتيادي لمولد القدرة النووية فقلب المفاعل (core) يحوي على وحدات الوقود او قضبان الوقود وهي ذات حجوم محددة من اليورانيوم الطبيعي او المخصب باليورانيوم 235 . تغلف هذه القضبان بصورة جيدة وذلك لاحتواء الوقود اولاً ونتائج الانشطار ثانياً ولمنع تسربها الى مادة التبريد (المهديء) ثالثاً وحدات الوقود تقترب في قلب المفاعل بأسلوب هندسي يفسح المجال لوضع مادة المهديء اللازمة لتبطئة سرعة النيوترونات الشكل (5-7-b) ، حيث تكون هذه المادة وفي اغلب الاحيان ماءً ثقيلًا (D_2O) ، يستخدم المهديء لتبطئة النيوترونات السريعة الناتجة عن الانشطار وجعل احتمال مسكها مرة اخرى او دخولها في انشطار ثاني كبيراً . كذلك يوجد في قلب المفاعل وبين وحدات الوقود ، قضبان السيطرة المصنوعة عادة من الكادميوم [الكادميوم له مقطع عرضي عالي لامتصاص النيوترونات الحرارية] او الفولاذ الحاوي على مادة البورون . تستخدم هذه القضبان للسيطرة على سرعة التفاعل الانشطاري (مستوى القدرة) ، اي لزيادة القدرة ترفع هذه القضبان الى الخارج اما للتقليل من مستوى القدرة تدفع القضبان الى الداخل . ولمعرفة درجات الحرارة والتحكم بها وكذلك كثافة الفيض النيوتروني توضع اجهزة قياس في اماكن محددة في قلب المفاعل .

يحاط قلب المفاعل بعاكس للنيوترونات يعكس النيوترونات الضالة ليعيدها الى قلب المفاعل وامثل هذه المواد العاكسة عادة هي المواد المهدة ذاتها . لذلك وفي

المفاعلات يمتد الحيز الذي تشغله مادة المهديء الى خارج الحيز الذي تشغله قضبان الوقود . ان وجود العاكس يزيد من كثافة الفيض النيوتروني في قلب المفاعل .

ان الحرارة المتولدة بالانشطار في قلب المفاعل تؤخذ بعيداً بواسطة انايب معينة الى اجهزة تبريد وبذلك تستخدم هذه الحرارة لتوليد البخار . حيث يستفاد منه في تدوير التوربينات وبالتالي توفر الكهرباء من خلال المولدات . مقدار الطاقة المتولدة في المفاعل يمكن ان نوضحها من المثال التالي :

مثال :

احسب مقدار الطاقة المتوفرة في ١ غم من U^{235} عندما ينشطر تماماً .

الحل

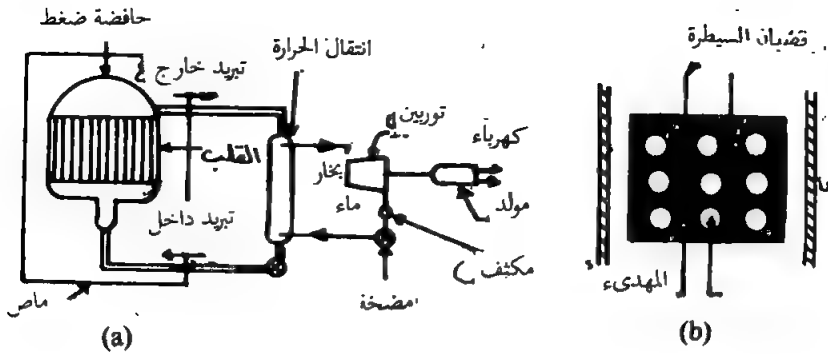
نحن نعلم ان الطاقة المتحررة في كل انشطار نسبة الى ذرة U^{235} هي 200 MeV والتي تساوي 3.2×10^{-11} واط — ثانية .

$$\text{كل ١ غم من } U^{235} \text{ يحوي على } \frac{6.02 \times 10^{23}}{235} = 2.56 \times 10^{21} \text{ ذرة}$$

على هذا فان (١) غم من U^{235} سوف يعطي طاقة في الانشطار مقدارها :
 $2.56 \times 10^{21} \times 3.2 \times 10^{-11} \text{ واط — ثانية}$
 $= 8.2 \times 10^{10} \text{ واط — ثانية}$
 $= 1 \text{ MWD ميكرواواط — يوم}$

وللمقارنة ، اذا تصورنا ان طناً واحداً من الفحم يعطي طاقة حرارية مقدارها 0.36 ميكرواواط . باليوم تقريباً ، اذن ممكن القول ان : 1 طن من اليورانيوم = 2.7×10^6 طن من الفحم .

وقبل البدء بتشغيل المفاعل توضع كافة قضبان السيطرة داخل قلب المفاعل بصورة قليلة وذلك لضمان امتصاص جميع النيوترونات لكي لا يحدث اي انشطار نووي . وعند البدء بالتشغيل ، ترفع هذه القضبان تدريجياً بغية الحصول على فيض نيوتروني متوزع بانتظام داخل قلب المفاعل وبذلك تبدأ عملية الانشطار .



الشكل (7-5)

(a) نموذج مولد الطاقة النووية (b) ترتيب قطع الوقود في قلب المفاعل

ان عملية الانشطار داخل قلب المفاعل وعملية التحكم بنواتج الانشطار يمكن توضيحها بالرسم التخطيطي (7-6).

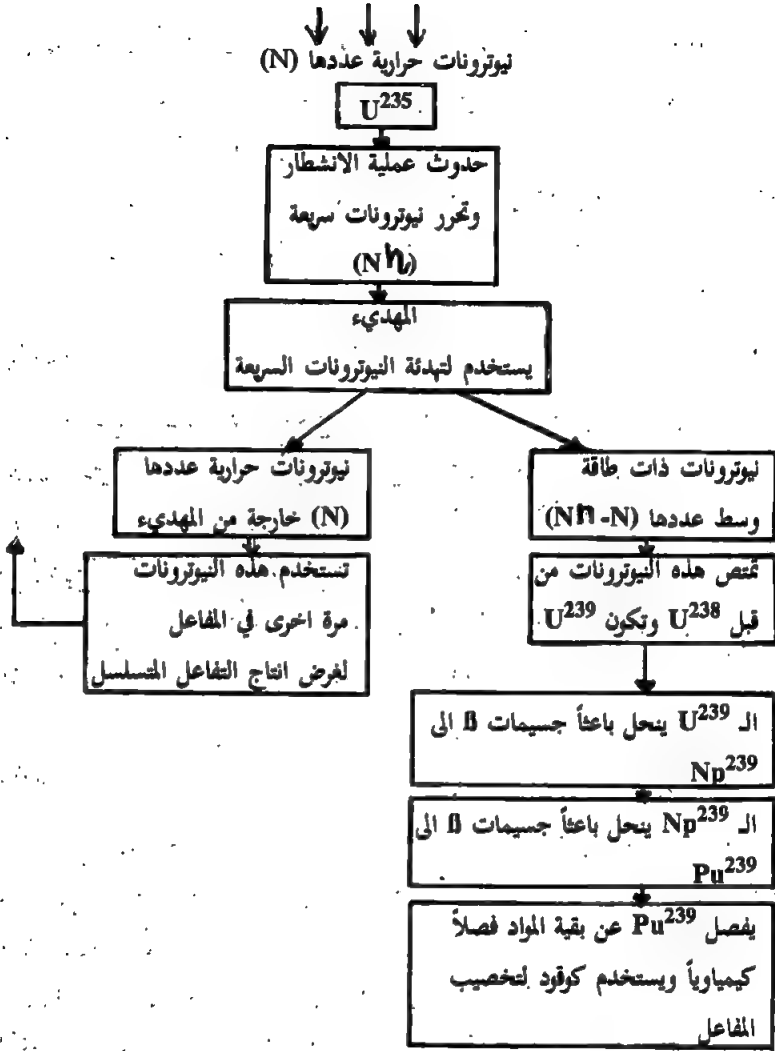
7.12 تسرب النيوترونات والحجم الحرج

يعتبر تسرب النيوترونات من قلب المفاعل احد المشاكل الرئيسية في المفاعلات. فاذا كان المفاعل (اجزاء الوقود المهدي) صغيراً جداً. فان جزءاً كبيراً من النيوترونات المتولدة في الانشطارات الاولى تسرب الى خارج المفاعل قبل ان تحدث تفاعلات او انشطارات اضافية. ان حجم المفاعل له علاقة مباشرة بعدد الانشطارات فكلما ازداد حجم المفاعل، فان عدد الانشطارات يزداد. لهذا فان معدل الانشطارات المتولدة تتناسب تقريباً مع حجم المفاعل وكذلك فان معدل التسرب يتناسب تقريباً مع المساحة السطحية للمفاعل. اذن بزيادة حجم المفاعل تقل نسبة تسرب النيوترونات للخارج.

ومن العوامل المسببة في تسرب النيوترونات من قلب المفاعل هي :

اولاً : اليورانيوم 238 :

المقطع العرضي للانشطار والمقطع العرضي لاسر النيوترون في اليورانيوم



الشكل (7-6) يوضح مخططاً للعمليات التي تحدث في قلب المفاعل. ملاحظة (h_f) تمثل عدد النيوترونات السريعة المنبعثة لكل نيوترون حراري يتمص من قبل نواة U^{235} .

(238) يكون صغيراً بالنسبة للنيوترونات الحرارية، وكبيراً عند الطاقات العالية للنيوترونات. فالمشكلة عند تشغيل المفاعل مع اليورانيوم الطبيعي هو تبطئة النيوترونات ذات الطاقة العالية والمنبعثة من انشطار اليورانيوم (235) الى طاقات حرارية والا تم امتصاصها من قبل U^{238} مباشرة. ولتقليل هذا المهدر في الامتصاص تم استخدام المهديء لتهدئة النيوترونات وجعلها ضمن حدود النيوترونات الحرارية.

ثانياً المهديء :

وكما عرفنا سابقاً فان عمل المهديء لتبطئة النيوترونات بدون امتصاصها. لذلك يجب اختيار المواد المهدئة الملائمة لمثل هذه العملية. فاختيار الهيدروجين مثلاً يسبب في اسر النيوترون حسب التفاعل $H^2 (n, \gamma) H^1$ وكذلك معظم العناصر الخفيفة الاخرى حيث لها مقطع عرضي لاسر النيوترون. ان الماء الثقيل (D_2O) والبرليوم (beryllium) (Be) والكرافيت (graphite) (C^{12}) تعتبر من افضل المهدئات. ويعتبر الماء الثقيل افضل المهدئات جميعاً غير انه غالي الثمن جداً.

الكتلة الحرجة :

هي اقل كمية من المادة القابلة للانشطار والتي يمكن ان يستمر فيها التفاعل النووي المتسلسل. ففي هذه الكتلة يكون عدد النيوترونات الناتجة عن الانشطار مساوياً لعدد النيوترونات الداخلة في التفاعل، اي ان التوازن النيوتروني داخل المادة يكون باتجاه ابقاء معدل عدد النيوترونات ثابتاً. وليس هناك كمية ثابتة تمثل الكتلة الحرجة، لان نقاوة مواد الانشطار وكثافتها وشكلها يمكن ان تغير من الحجم الحرج او الكتلة الحرجة بدرجة كبيرة.

7.13 استخدام المفاعلات :

تستخدم المفاعلات في توليد وانتاج مايلي :

- ١- القدرة.
- ٢- مصدر النيوترونات.
- ٣- النظائر المشعة والمواد القابلة للانشطار.

1 — القدرة :

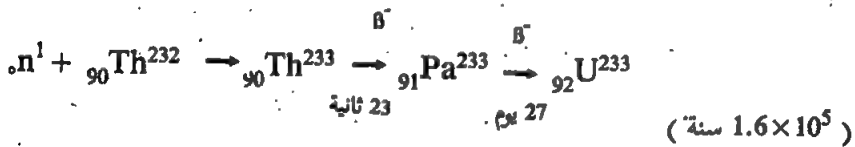
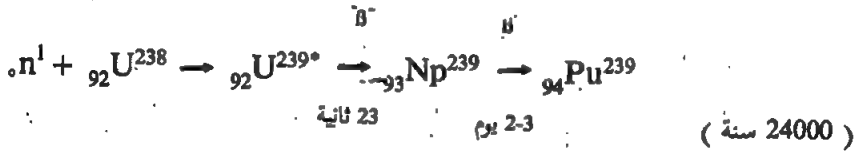
ان التسرب الحاصل في الطاقة الحركية لنواتج الانشطار في المفاعل النووي هو مصدر الطاقة الحرارية، حيث يستفاد منها بعد تحويلها خلال قنوات خاصة لتوليد الطاقة الكهربائية.

2 — مصدر النيوترونات :

تكون نسبة الفيض النيوتروني داخل المفاعل عالية جداً وتصل الى 10^{19} neutrons/m² - Sec تقريباً، مثل هذا الفيض يستخدم ضمن قنوات خاصة في تجارب في الفيزياء او لتشعيع المواد او لانتاج النظائر المشعة بتفاعلات (n- γ)

3 — انتاج المواد القابلة للانشطار

المواد المشعة مثل اليورانيوم 238 والثوريوم 232 والتي لاتدخل في عملية الانشطار على الاطلاق مع النيوترونات ذات الطاقة الواطئة، يمكن تحويلها في المفاعل الى نوى تنشط بواسطة نيوترونات حرارية وحسب التفاعلات التالية :



وكلا النواتين U^{238} و Th^{232} لاتتنشط بواسطة النيوترونات الحرارية. لكن عند اسر النيوترون من قبلهما فان التفاعل يعطي مواد مثل Pu^{239} و U^{233} وكلاهما ينشطان بواسطة النيوترونات الحرارية.

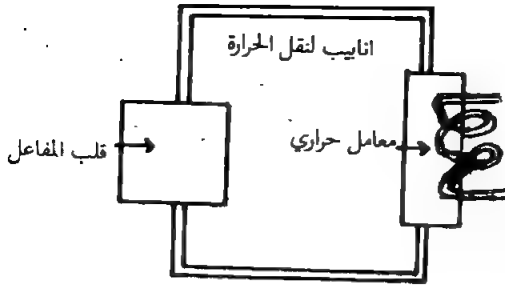
7.14 انتقال الحرارة وتوليد الطاقة :

ان مقدار الطاقة المتولدة في قلب المفاعل وكما لاحظنا في المثال السابق قد تصل الى بضعة مئات من الكيلواط حرارة لكل لتر من حجم قلب المفاعل ، حيث يطلق على هذه الطاقة بكثافة قدرة المفاعل . ان نقل الحرارة مهم جداً بالنسبة للوقود فقد ينصهر الوقود إذا استمرت الحرارة دون نقلها وتبريد الوقود . وتنقل الحرارة بواسطة انابيب الى مبادل حراري خارج المفاعل ، حيث يتم نقل الحرارة من قلب المفاعل بضخ مواد التبريد على شكل مائع وسائل معدني يمتص الحرارة من قلب المفاعل وينقلها الى المبادل الحراري . في بعض الاحيان يستخدم المائع مثل الهواء او ثاني اوكسيد الكربون او الهليوم او سائل كالماء او منصهر كسائل الصوديوم او بعض الفلزات الاخرى . ان اختيار مادة التبريد مهم جداً اذا انها تحدد سرعة نقل الحرارة من الوقود وسهولة الاستخدام في عملية الضخ الشكل (7-7) يوضح دورة التبريد المغلقة حيث تمر مادة التبريد من قلب المفاعل الى المبادل الحراري ثم مرة اخرى الى قلب المفاعل وهكذا .

ان استغلال الحرارة المتولدة في المفاعل النووي تعتمد على نوع المفاعل والغرض من انشائه ، فاذا كان الهدف توليد النيوترونات لغرض استخدامها في البحوث العلمية او اذا كان الهدف توليد عنصر البلوتونيوم 239 لغرض استعماله في صنع الاسلحة ، عند ذلك تصبح مسألة توليد الحرارة نتيجة التفاعل مجرد مشكلة لا بد التخلص منها . اما اذا كان الغرض من انشاء المفاعل هو لانتاج الطاقة الكهربائية فعندئذ يجب الاعداد لاستغلال هذه الحرارة لتسخين الماء في مراحل كبيرة وتوليد البخار الذي يستخدم في تدوير التوربينات ومن ثم توليد الكهرباء .

7.15 تجديد الوقود :

بين فترة واخرى يتم تجديد الوقود النووي داخل قلب المفاعل وذلك لما يرض له من عدة تغيرات اثناء عمليات الانشطارات النووية ومن اهم هذه التغيرات



الشكل (7-7) دورة التبريد المغلقة داخل المفاعل

أولاً : التناقص الحاصل بعدد نوى مادة الوقود U^{235} والتي تنشطر نتيجة امتصاصها النيوترونات الحرارية وكذلك بعدد نوى U^{238} والتي تتحول الى البلوتونيوم في نهاية سلسلة من الانحلالات بعد امتصاصها للنيوترون الحراري .
ثانياً : ازدياد تركيز النظائر المستقرة .

ثالثاً : التشوه الحاصل بالوقود نتيجة التصادمات التي يحدثها الفيض النيوتروني الهائل داخل قلب المفاعل . لذا فاذا استمر المفاعل بالتشغيل لفترة طويلة .توجب اعادة النظر في تجديد الوقود وذلك بسبب قلة كفاءة المفاعل . ان طريقة تجديد الوقود مهمة صعبة جداً حيث يتم تبديل قضبان الوقود الواحد تلو الآخر .

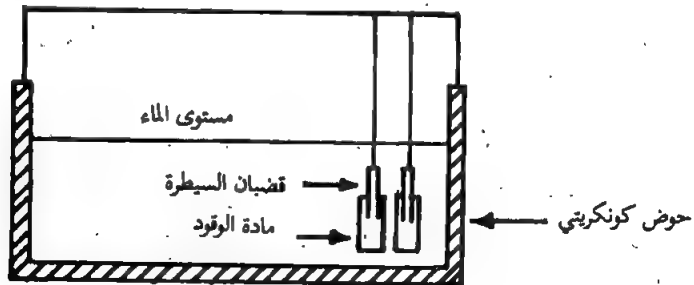
7.16 انواع المفاعلات

تدخل في صناعة المفاعلات عناصر متعددة كالمهدئات النيوترونية واجهزة السيطرة واجهزة التبريد وغيرها . ويتغير هذه المكونات او اي منها نحصل على انواع جديدة من المفاعلات . في بداية صناعة المفاعلات بلغ عدد التصميم لانواع المفاعلات مئات عديدة ولكن مع الخبرة والتجربة والغرض من انشاء المفاعل امكن تحديد انواع معينة من المفاعلات ذات مواصفات متميزة يمكن الاستفادة منها عملياً في اغراض خاصة من اهمها مايلي :

1. — مفاعلات البحوث .
- 2 — مفاعلات انتاج البلوتونيوم .
- 3 — مفاعلات انتاج الطاقة وتشمل :
 (أ) المفاعلات الحرارية .
 (ب) المفاعلات السريعة .

7.16.1 مفاعلات البحوث :

ان الغاية الاساسية من عمل مثل هذه المفاعلات هو للدراسة والبحث العلمي ، حيث تنقل على سبيل المثال النيوترونات الحرارية المتولدة في قلب المفاعل من خلال قنوات خاصة الى خارج قلب المفاعل لدراسة الخواص الفيزيائية للمواد بطريقة الاسر النووي حسب تفاعل (n, γ) وكذلك تستخدم النيوترونات الحرارية بالقرب من قلب المفاعل في حقن الفيزياء الاشعاعية لتوليد النظائر المشعة المستخدمة في الطب والصناعة والجوانب الاخرى بطريقة التنشيط النيوتروني (Neutron Activation) . ان تصاميم مفاعلات البحث بسيطة وسهلة الاستخدام فهي بصورة عامة تتألف من حوض كونكريتي فيه ماء تبدل في قوالب الوقود وكذلك قضبان السيطرة (control rods) في هذه المفاعلات يكون قلب المفاعل مكشوفاً حيث بالامكان مساعدة وصول المفاعل الى الحالة الحرجة ، حيث يظهر الماء بلون ازرق نتيجة انبعاث اشعاع شرنكوف منه . شكل (7-8) .



شكل (7-8) يوضح مخططاً لمفاعلات البحوث

7.16.2 مفاعلات انتاج البلوتونيوم

ان المفاعلات النووية كافة والتي تستخدم اليورانيوم الطبيعي الحاوي على U^{235} و U^{238} كوقود تنتج عنصر البلوتونيوم. وعنصر البلوتونيوم كما ذكرنا سابقاً يتولد نتيجة امتصاص U^{238} للنيوترونات. هناك مواصفات خاصة للمفاعلات التي تنتج البلوتونيوم الذي يستخدم لأغراض عسكرية و انتاج الاسلحة النووية، في مثل هذه المفاعلات يجب استبدال الوقود النووي على فترات قصيرة لا تتجاوز السنتين. بعد هذه الفترة يلعب انحلال نوى اليورانيوم ^{239}Pu دوراً مهماً حيث أزداد تركيزها بصورة كبيرة وتتحول الى ^{239}Pu . كذلك فان ^{239}Pu لدى امتصاصه للنيوترونات يتحول بصورة تدريجية الى نظائره وهي 240, 241 و 242 التي تتراكم مع ^{239}Pu ويصعب فصله عنها. لذا يجب استخلاص ^{239}Pu لغرض استخدامه في صنع القنابل النووية.

7.16.3 مفاعلات انتاج الطاقة :

هذا النوع من المفاعلات يستخدم للأغراض السلمية ولانتاج الطاقة حيث تعتمد بصورة مباشرة على اسلوب انشطار المادة النووية فيها فهي تصنف حسب نوع الوقود المستخدم والمهدىء واجهزة التبريد. تقسم هذه المفاعلات الى نوعين :

النوع الاول : المفاعلات الحرارية :وتسمى بالحرارية لان عملية الانشطار فيها تعتمد او تحدث بواسطة النيوترونات الحرارية (طاقتها 0.01-0.1eV).

وتصنف هذه المفاعلات حسب نوع المهدىء ومادة التبريد والمائع المستخدم وكما يلي :

- ١- مفاعلات حرارية مهدأة بالكرافيت ومبردة بالغاز.
- ٢- مفاعلات حرارية مهدأة بالماء الثقيل ومبردة بالماء الاعتيادي.
- ٣- مفاعلات حرارية مهدأة ومبردة بالماء الثقيل.

النوع الثاني : المفاعلات السريعة :وتسمى بالمفاعلات السريعة لان عملية الانشطار تحدث بفعل النيوترونات ذات الطاقات العالية (طاقتها من عدة eV الى 50 keV). كما يسمى النوع المستخدم حالياً بالمفاعلات المولدة

(breeder reactor) ، لانها تولد وقوداً انشطارياً بمقادير تفوق المقادير التي تستهلكها لانتاج الحرارة. وهي تعتبر نواة العنصر الثاني للطاقة النووية (عنصر مفاعلات توليد الطاقة). في مثل هذه المفاعلات هناك نوعين من مواد الوقود، الاولى لها القابلية على الانشطار مثل ^{238}U والثاني هو اليورانيوم ^{239}Pu وفي ذلك نستطيع تحويلها في المفاعل الى مواد نشطة اشعاعياً. في انشطار البلوتونيوم ^{239}Pu يكون هناك كمعدل ثلاثة نيوترونات، من هذه النيوترونات الثلاثة، نيوترون واحد يستمر في عملية حدوث الانشطار مع ^{239}Pu اما المتبقية منها (2 نيوترون) فان واحداً منهم على الاقل يقتصر من قبل ^{238}U لتوليد ^{239}Pu وهذا نحصل على وقود اضافي اي ان المفاعل قام بتوليد وقود جديد ولهذا سمي (المفاعل المولد او مفاعل التوليد) . ان حجم قلب المفاعلات السريعة صغير اذا ما قورن بالمفاعلات الحرارية. والسبب في ذلك هو عدم استخدام مهديء ذلك لأن الانشطار يحدث بفعل النيوترونات السريعة فلا حاجة مطلقاً لتهدئتها. اما عملية تبريد هذه المفاعلات فيتم بضخ مادة التبريد خلال انابيب خاصة تقوم بنقل الحرارة الى المبادل الحراري.

عبدالله بن عبد الرحمن

متاح للتحميل ضمن مجموعة كبيرة من المطبوعات من صفحة

مكتبتي الخاصة

على موقع ارشيف الانترنت

الرابط

https://archive.org/details/@hassan_ibrahem

الفصل الثامن

تفاعل الاشعاع مع المادة

Interaction of radiation with matter

8.1 المقدمة

ان الطريقة الوحيدة التي يفقد بها الاشعاع طاقته عند مروره بمواد مختلفة مثل الغازات ، السوائل والمواد الصلبة هي التفاعل الحاصل بين الاشعاع وذرات هذه المواد . ان صيغة هذه التفاعلات التي يحصل بها فقدان بالطاقة تعتمد بصورة مباشرة واساسية على نوع الاشعاع . في هذا الفصل سوف نتكلم بالتفصيل عن تفاعلات للاشعاع مع المادة بحيث من الممكن تقسيم هذه التفاعلات كما يلي :

(a) تفاعلات الجسيمات الثقيلة المشحونة مع المادة .

(b) تفاعل الالكترونات مع المادة .

(c) تفاعل اشعة كاما مع المادة .

(d) تفاعل النيوترون مع المادة .

8.2 تفاعل الجسيمات الثقيلة المشحونة مع المادة

Interaction of heavy charged particles with matter

ان طبيعة التفاعل بين الجسيمات الثقيلة المشحونة والمادة يتمثل بالتصادم الحاصل بين هذه الجسيمات والالكترونات الموجودة في ذرات المادة. فبعد كل تصادم يفقد الجسم قسماً قليلاً من الطاقة، وتترك الذرة اما في حالة متهيجة أو ان احد الكتروناتها يخرج وبذلك تتأين المادة خلال مسار هذه الجسيمات. ان معدل الطاقة اللازمة لحدوث التأين أو التهييج عند مرور اي جسم مشحون خلال مادة معينة يطلق عليه بصورة عامة بمعدل طاقة التأين (Average ionization energy) $I(Z)$ ، حيث ان معدل طاقة التأين يمكن حسابها نظرياً وقياسها عملياً. جدول (8-1) يعرض بعض قيم طاقة التأين لمختلف المواد.

جدول (8-1) قيم معدل طاقة التأين لمواد متعددة

المادة	Z	الطريقة	I
هايدروجين	1	نظرياً	14.9
هليوم	2	نظرياً	35
كربون	6	نظرياً	60
النيوم	13	عملياً	150
حديد	26	نظرياً	243
ذهب	79	عملياً	520
رصاص	82	عملياً	1000
الهواء		عملياً	80.5

ان الكمية المهمة التي يجب ان نتطرق لها أولاً وذلك عند دراستنا لهذا الموضوع هي طاقة التوقف $S(E)$ (stopping power)، والتي تُعرف بمقدار الطاقة الضائعة في وحدة الطول لجسيم مشحون ساقط على مادة معينة حيث يمكن توضيحها بالمعادلة التالية:

$$S(E) = dE/dx = n_{\text{ion}} I(Z) \quad \dots\dots\dots(8-1)$$

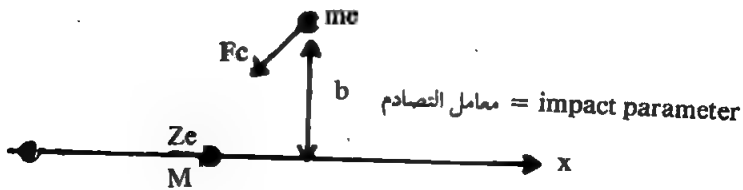
إن أول من وضع النظرية الخاصة في حساب الطاقة الضائعة في التصادمات بين الجسيمات المشحونة الثقيلة والالكترونات هو ييث (Bethe) عام 1930/32 وبور Bohr عام 1948 وكما يلي :

إفرض الكترون كتلته m_e يبعد مسافة b عن مسار جسيمة مشحونة، شحنتها Ze وكتلتها M وسرعتها V وكما في الشكل (8-1)، كذلك لنفرض ان في لحظة معينة، يكون فيها الالكترون طليق وفي وضع سكون، اذن فأن الجسيمة المشحونة سوف تمنح الالكترون زخم مقداره p .

$$p = \int_{-\infty}^{\infty} F_c dt = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Ze^2}{(x^2 + b^2)} dt \quad \dots\dots\dots(8-2)$$

حيث F_c قوة كولوم بين الالكترون (e) والايون الموجب والذي هو في موقع يعرف بالاحداثي x . فاذا كانت قيمة b ثابتة خلال التصادم، فأن مركبة القوة F_c الموازية للاتجاه حركة الجسيم (F_{\parallel}) تحذف بالتكامل حيث $F_{\parallel}/dt = 0$. لذا فأن المركبة العمودية على اتجاه حركة الجسيم ($F_c \perp$) فقط تؤخذ بنظر الاعتبار عن اجراء التكامل حيث :

$$(F_c)_{\perp} = F_c \frac{b}{(x^2 + b^2)^{1/2}} \quad \dots\dots\dots(8-3)$$



الشكل (8-1) التفاعل الحاصل بين جسيمة مشحونة ثقيلة والكترون

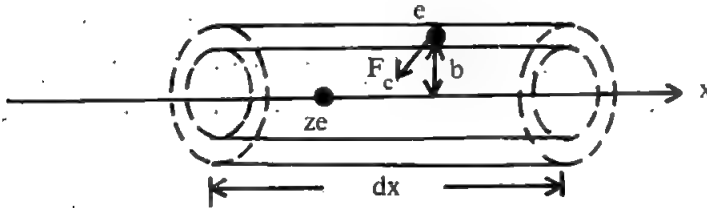
فاذا اعتبرنا السرعة ثابتة فبالامكان وضع dt مساوية الى dx/v . وبالتالي تصبح معادلة (8-2) كما يلي :

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{\infty} (F_c) \frac{dx}{v} = \frac{Ze^2 b}{v} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{(x^2 + b^2)^{3/2}} = \frac{2Ze^2}{vb} \dots\dots(8-4)$$

كذلك الطاقة الممنوحة للالكترون من قبل الايون عند المسافة b يمكن توضيحها كما يلي :

$$\Delta E_b = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = \frac{2Z^2e^4}{m_e v^2 b^2} \dots\dots(8-5)$$

فاذا كان عدد الذرات في وحدة الحجم هو n ، وكانت كل ذرة تحتوي على Z من الالكترونات فان المسار الذي طوله dx يحتوي اعلى $(nZ \cdot 2 \cdot b \cdot db \cdot dx)$ من الالكترونات المحصورة بين b و $b + db$ من مسار الجسم الثقيل شكل (8-2) .



شكل (8-2) التفاعل بين الالكترون وجسم ثقيل .

استنادا الى ذلك فان معدل الطاقة الضائعة لكل وحدة طول من مسار الجسم الثقيل $(-dE/dx)$ يمكن حسابها بعد اجراء التكامل من قيم b الصغرى (b_{min}) الى قيم b العظمى (b_{max}) عندئذ تصبح المعادلة :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2e^4}{m_e v^2} nZ \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{db}{b} \dots\dots(8-6)$$

$$\frac{4 \pi Z^2 e^4}{m_e v^2} nZ \ln \frac{b_{\max.}}{b_{\min.}} \dots(8-7)$$

ولحساب قيم b الصغرى، نأخذ المعادلة p ، ثم نعتبر ان اكبر زخم يتحول الى الالكترن في تصادم كلاسيكي هو $2m_e V$ اذن

$$b_{\min} = \frac{Ze^2}{m_e v} \dots\dots(8-8)$$

اما قيم b العظمى فانها حسبت من طاقات ربط الالكترونات في الذرة. فالالكترن المربوط بالنواة يحتاج الى طاقة كافية لرفعه الى مدار غير مملوء وبذلك تصبح الذرة في حالة اثارة. ان الشرط الاساس في انتقال الطاقة الى الالكترن هو عندما تكون الطاقة الممنوحة للالكترن من قبل الايون اكبر من طاقة الاثارة او مساوية لها:

$$\Delta E_b \geq I(z)$$

$$\frac{2Z^2 e^4}{m_e v^2 b^2} \geq I(z) \text{ او}$$

حيث

$$b \leq b_{\max} = \frac{Ze^2}{V} \left(\frac{2}{m_e I(z)} \right)^{1/2} \dots\dots(8-9)$$

وبتعويض هذين الحدين في المعادلة (8-6) نحصل على المعادلة التقريبية :

$$-\frac{dE}{dx} \simeq \frac{4 \pi Z^2 e^4}{m_e v^2} nZ \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I(Z)} \right)^{1/2} \dots\dots\dots(8-10)$$

المقدار اعلاه يختلف فقط بالاس (1/2) للمقدار اللوغارتمي عن المقدار المحسوب بطريقة الميكانيك الكمي. لذا فقد تم الضرب بمعامل مقداره (2) للمقدار داخل

اللوغارتم لتصبح النتيجة مطابقة لنتائج الحسابات الدقيقة والتي اعتمدت الميكانيك الكمي .

لهذا تصبح قيمة الطاقة الضائعة أو طاقة التوقف للجسيمات الثقيلة وفي غياب كل الاعتبارات النسبية والتصحيحات الاخرى كالآتي :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} nZ \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I(Z)} \right) \dots\dots\dots(8-11)$$

اما بعد الاخذ بنظر الاعتبار التأثير النسبي والتصحيحات الاخرى تصبح المعادلة (8-11) كالآتي :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 nZ}{m_e v^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I(Z)} \right) - \ln (1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \dots\dots\dots(8-12)$$

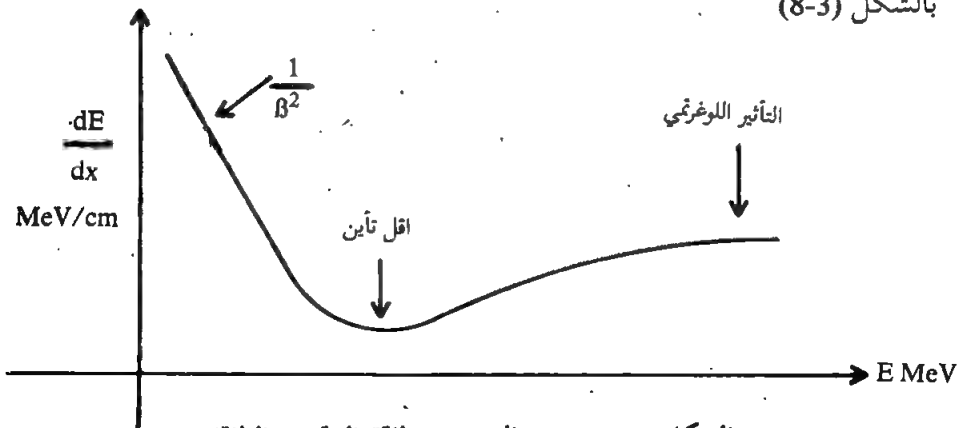
حيث $\beta = V/c$ ، ومعدل طاقة التأين مساوية تقريباً الى

$$I(Z) = 11.3 Z \text{ eV}$$

$$I(Z) = 9.1 Z (1 + 1.9Z^{-2/3}) \text{ eV}$$

أو افضل تقريب

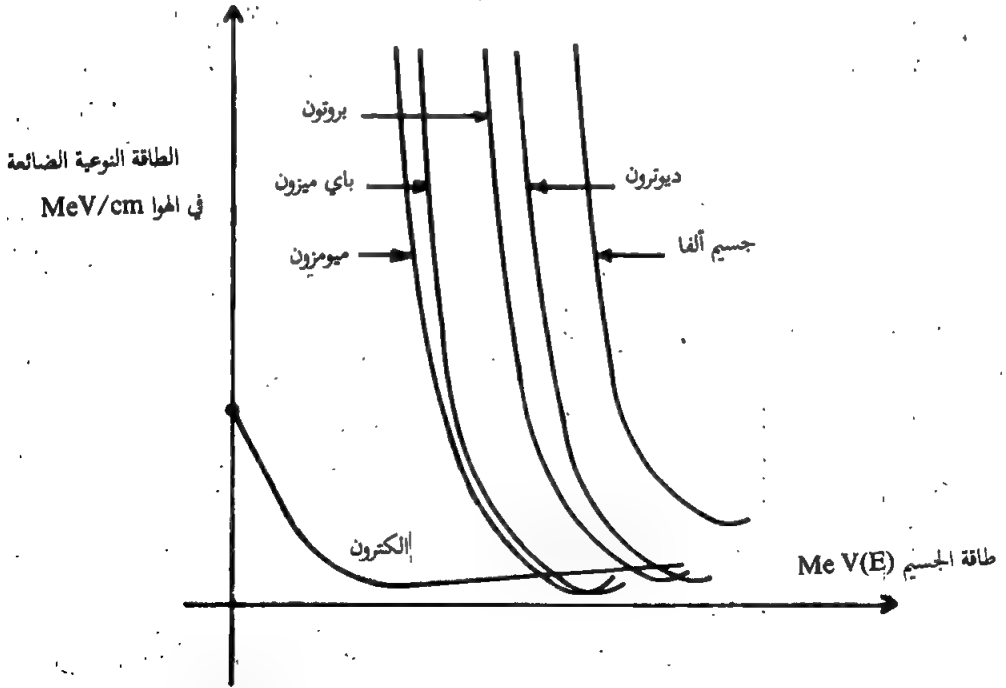
من معادلة (8-12) نلاحظ ان طاقة التوقف بالنسبة للجسيمات الثقيلة لاتعتمد على كتلة الجسم الساقط وكذلك فأنها تتغير مع الطاقة E وكما هو موضح بالشكل (8-3)



الشكل (8-3) يوضح التغير بين طاقة التوقف والطاقة

نلاحظ من الشكل اعلاه بأن معدل الطاقة الضائعة أو طاقة التوقف تهبط كلما زادت طاقة الجسم الساقط (اي سرعته) بحيث ان مقدار الهبوط يتناسب مع $1/\beta^2$. اما عندما تزداد قيمة الطاقة E بحيث تصل سرعة الجسم $\beta \approx 1$ ، فإننا نلاحظ ان الهبوط يتوقف عند هذا الحد وبذلك تصل طاقة التآين الى اقل قيمة لها. اما في الطاقات العالية فيبدأ تأثير الحد اللوغارتمي (معادلة 8-12) واضحا مما يؤدي الى زيادة بطيئة في التآين.

ان طاقة التوقف او كما يطلق عليها ايضاً بالتآين النوعي (specific ionization) والذي يعرف بعدد ازواج الالكترونات أو الايونات الموجبة المتولدة في المليمتر الواحد وعلى طول مسار الجسيمة [تتناسب مع شحنة الجسم الساقط $(-dE/dx \propto Ze^2)$]. الشكل (8-4) يوضح العلاقة بين طاقة التوقف والطاقة لعدد من الجسيمات المشحونة والمقدوفة في الهواء.

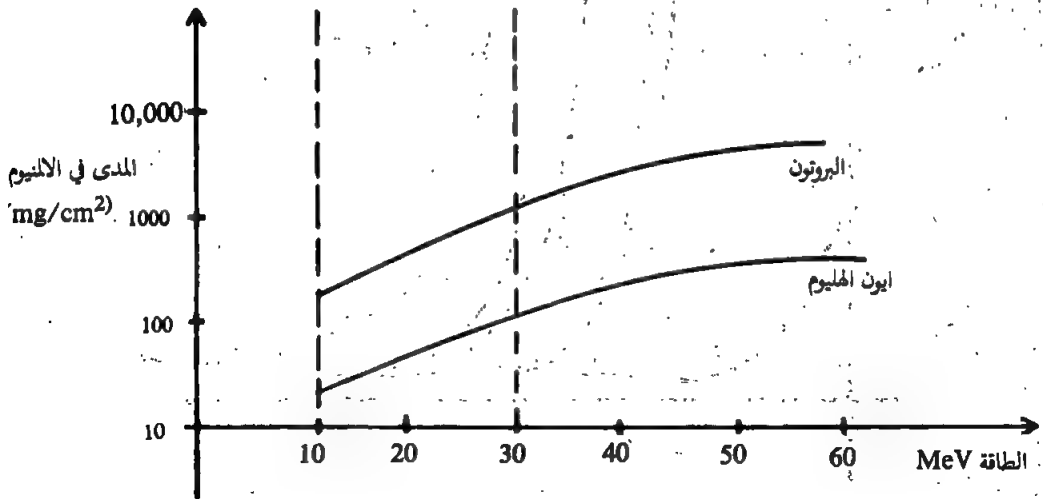


الشكل (8-4) يوضح العلاقة بين dE/dx بوحدة MeV/cm و E في الهواء والجسيمات مشحونة مختلفة

أما الكمية الأخرى التي سوف نتطرق لها في هذا الموضوع فهي المدى R أو معدل المدى (\bar{R}) ، حيث يعرف المدى بالمسافة التي يقطعها الجسم خلال ابتداء من المصدر وحتى تصبح طاقته الحركية صفراً. فإذا علمت قيم طاقة التوقف لأية مادة فبالإمكان حساب قيمة المدى R لجسيم له طاقة E وكما يلي:

$$R = \int_0^R dx = \int_0^E \left(- \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE = \int_0^E \frac{dE}{S(E)} \dots\dots\dots (8-13)$$

إن العلاقة بين المدى R والطاقة E للبروتون ($Z=1$) وأيون الهليوم ($Z=2$) في مادة الألمنيوم مثلاً يمكن توضيحهما بالشكل (8-5). حيث نلاحظ من هذا الشكل وفي طاقة معينة مثلاً 30 MeV بأن مدى جسيم البروتون في الألمنيوم 1000 mg/cm تقريباً وأيون الهليوم 100 MeV. إن هذا يفسر مرة أخرى بأن مقدار الطاقة الضائعة تتناسب مع Z^2 ، حيث إن الجسم الأثقل يفقد طاقة أكثر خلال مساره ولهذا فإن مداه يكون أقصر.



الشكل (8-5) العلاقة بين المدى والطاقة لكل من البروتون وأيون الهليوم.

هناك تعريفاً آخر لطاقة التوقف لا يعتمد على سرعة الجسم المشحون وإنما على النسبة بين المدى الذي يفقده الجسم في الهواء والمادة، حيث يطلق على هذه النسبة بطاقة التوقف النسبية (Relative stopping power) :

$$\text{اذن طاقة التوقف النسبية} = \frac{\text{المدى في الهواء}}{\text{المدى في المادة}}$$

كذلك وفي معظم التجارب العملية يتحتم علينا معرفة السمك اللازم لاذ عادة نستطيع بواسطته إيقاف أي جسم. مثل هذه الكمية يطلق عليها بالسمك المكافئ (equivalent thickness) $X_{\text{equiv.}}$ وتمثل بالمعادلة التالية :

$$X_{\text{equiv.}} (\text{g/cm}^2) = R \cdot \rho \cdot 1000 \quad \dots\dots\dots (8-15)$$

السمك R المدى و ρ الكثافة

(8-3) تفاعل الإلكترون مع المادة

Interaction of electron with matter

تفاعلات الإلكترونات مع المادة هي أكثر تعقيداً من تفاعلات الجسيمات الثقيلة المشحونة مع المادة. ففي حالة تعاملنا مع الإلكترون يجب أن نأخذ بالحساب كافة التأثيرات النسبية. هناك عمليتان أساسيتان يفقد بها الإلكترون طاقته وذلك عند مروره في ماص معين .

العملية الأولى :

هي فقدان الطاقة بواسطة التصادم غير المرن مع الكثرونات الذرة حيث نلاحظ في الشكل (8-6) أن الإلكترون المقذوف يمتلك جزءاً من الطاقة الكلية. ونعرف مقدار الطاقة الضائعة في التصادم غير المرن بين الإلكترونات الساقطة والإلكترونات البذرات تستخدم المعادلة التي وضعها Mott عام 1949/1930 و α

عام 1958 وذلك للطاقات الواطئة. أما في الطاقات العالية فيجب اضافة كافة التصحيحات النسبية لمعادلة Mott وبذلك يمكن كتابة طاقة التوقف بدلالة العامل النسبي $\gamma = (1 - \beta^2)^{1/2}$ حيث $\beta = v/c$ وكالآتي :

$$-dE/dx = [4\pi e^2/m_e v^2] nZ [\ln(2m_e c^2/I(Z) + \ln(\gamma - 1) + 1/2 \ln(\gamma + 1) - (3 + (2/\gamma) - (1/\gamma^2)) \cdot \ln(2^{1/2}) + \frac{1}{16} - \frac{1}{8} + \frac{9}{16\gamma^2} + \dots] \quad (8-15)$$

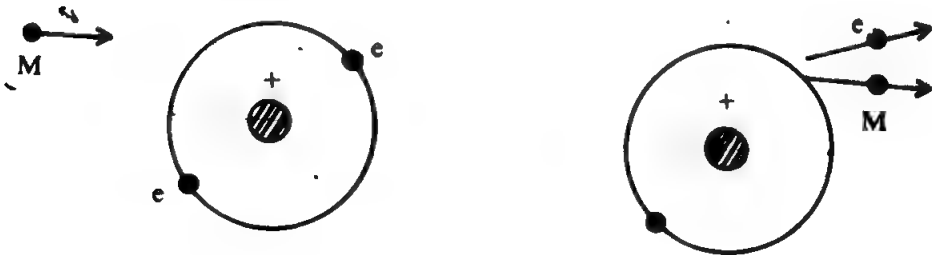
ان الحد الادنى للطاقة الضائعة يعني β صغيرة جداً وبذلك تكون $(\gamma \approx 1)$:
اذن

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^2}{m_e v^2} nZ [\ln(\frac{2m_e v^2}{I(Z)}) - 5/2 \ln 2 + 1/2 \dots] \quad (8-16)$$

وهذا يعني

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^2}{m_e v^2} nZ [\ln(\frac{2m_e v^2}{I(Z)}) - 1.2329] \text{ erg cm}^{-1} \dots (8-17)$$

المعادلة اعلاه تختلف عن معادلة Bethe والتي اشتقت للجسيمات الثقيلة وبذلك فقط بالجزء العددي (-1.2329) .



الشكل (8-6) يوضح عملية التصادم بين الجسم المشحون والكترونات الذرة
(تصادم غير مرئي)

العملية الثانية :

فقدان بواسطة الاشعاع (اشعة التوقف) : ان الالكترونات ذات الطاقة العالية قد تصل الى مسافة تقترب من المدار الذري K وذلك نتيجة تأثير قوة التجاذب الكولومية (F) بين الالكترونات وبين النواة ، شكل (8-7) يوضح ذلك . فعند اقترابه الى مثل هذه المسافة والتي يطلق عليها بمعامل التصادم (impact parameter) ينحرف ويصاحب هذا الانحراف انبعاث فوتونات طاقتها الكلية جزء من طاقة الالكترون الساقط . ولتفسير ذلك ، نقول ان النواة تحاول ايقاف الالكترون بواسطة القوة الكولومية (قوة تجاذب) ، لكن الالكترون يحصل له فجأة تعجيل نتيجة المجال الكهرومغناطيسي للنواة ، شكل (8-8) حيث يصاحب هذا التعجيل انبعاث اشعاع يطلق عليه باشعة التوقف (Bremsstrahlung) . ولحساب مقدار الطاقة الضائعة في وحدة الزمن نتيجة انبعاث اشعة التوقف ، يكون :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \ddot{X}^2 \dots\dots\dots (8-16)$$

حيث \ddot{X} هو التعجيل على المحور x . وباجراء التكامل من $x = \infty$ الى $x = a_0$ وكما في الشكل (8-7) نحصل على :

$$E_B = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \int_{\infty}^{a_0} \ddot{X}^2 dt \dots\dots\dots (8-19)$$

كما اسلفنا سابقاً ، اذا فرضنا F هي قوة التجاذب الكولومية بين الالكترون والنواة ، اذن :

$$F = -m_e \ddot{x} = \frac{Ze^2}{x^2} \dots\dots\dots (8-20)$$

الإشارة السالبة تمثل بأن تعجيل الإلكترون بالاتجاه السالب لـ x .
الآن من الممكن كتابة العلاقة بين الطاقة الحركية للإلكترون والطاقة الكامنة على المحور x كما يلي

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{Ze^2}{x} \quad \dots\dots\dots(8-21)$$

كلنا يعلم بأن $dt = dx/v$ ، اذن وباستخدام معادلة (8-19) ، تكون قيمة dt :

$$dt = \frac{dx}{v} = \left(\frac{m_e x}{2Ze^2} \right)^{1/2} dx \quad \dots\dots\dots(8-22)$$

أو

$$E_B = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \int_{\infty}^{a_0} - \left(\frac{Ze^2}{m_e x^2} \right)^2 \left(\frac{m_e x}{2Ze^2} \right)^{1/2} dx \quad \dots\dots\dots(8-23)$$

$$= \frac{2\sqrt{2}}{15} \frac{Z^{3/2} e^5}{m_e^{3/2} c^3 a_0^{5/2}} \text{ erg} \quad \dots\dots\dots(8-24)$$

من الممكن تعويض قيمة a_0 (كنصف قطر نواة) بـ :

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{Zm_e C^2}$$

اذن قيمة طاقة التوقف أو الطاقة الضائعة في أشعة التوقف E_B ، إذا اعتبرنا أن المدار k هو مدار دائري تكون

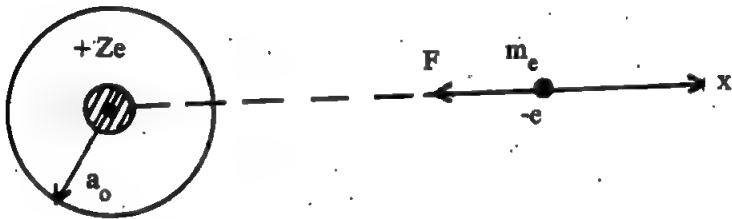
$$E_B = \frac{2\sqrt{2}}{15} \frac{m_e Z^4 e^{10}}{\hbar^5 c^3}$$

$$= 0.189 \frac{m_e Z^4 e^{10}}{\hbar^5 c^3} \text{ erg} \dots\dots\dots (8-25)$$

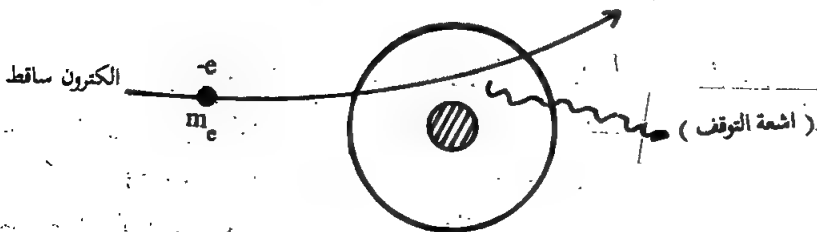
اما اذا اعتبرنا ان مدار الالكترون هو مسار قطع زائد (hyperbolic) فإنه لا يوجد خلاف كبير بين القيمة بالمعادلة (8-23) والمعادلة التالية :

$$E_B = \frac{4\pi}{4\sqrt{2}} \cdot \frac{m_e Z^4 e^{10}}{\hbar^5 c^3}$$

$$= 0.556 \frac{m_e Z^4 e^{10}}{\hbar^5 c^3} \text{ erg} \dots\dots\dots (8-26)$$



الشكل (8-7)



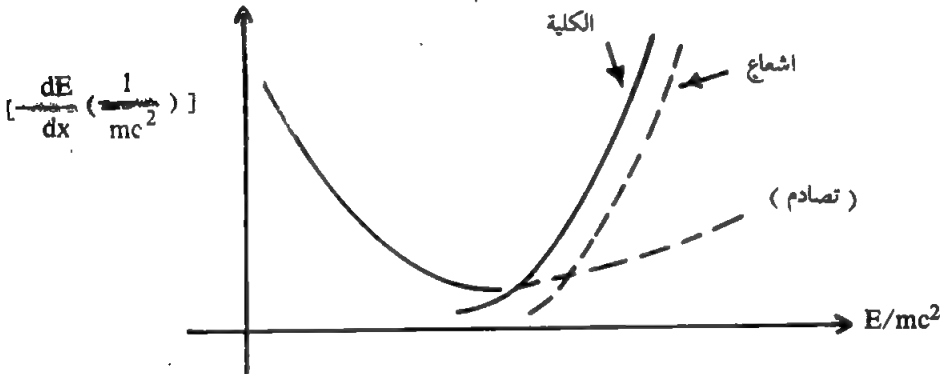
الشكل (8-8)

أذن من الممكن كتابة الطاقة الكلية المفقودة بواسطة الكترون سريع كما

يلي:

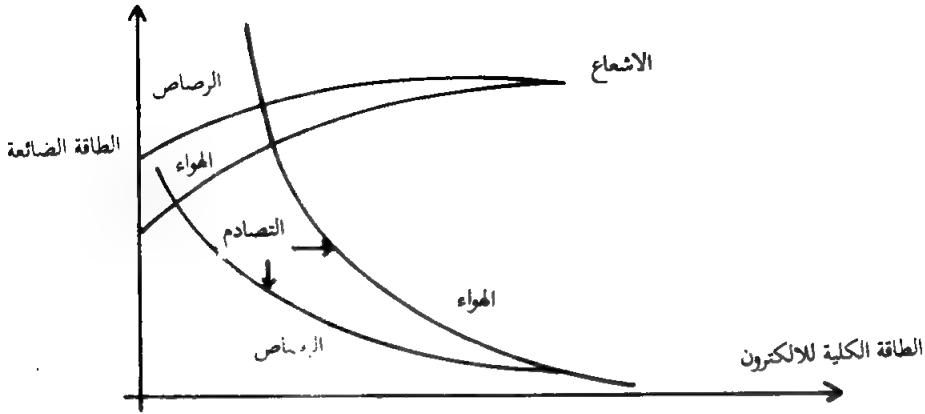
$$\left(- \frac{dE}{dx} \right)_{\text{الكلية}} = \left(- \frac{dE}{dx} \right)_{\text{التصادم}} + \left(- \frac{dE}{dx} \right)_{\text{اشعة التوقف}} \dots \dots \dots (8-27)$$

الشكل (9-8) يوضح المعدل الذي يفقد فيه الالكترون طاقته عندما يمر خلال الرصاص. ففي الطاقات العالية يكون الفقد بالطاقة نتيجة الاشعاع اكثر اهمية من الفقد بواسطة التصادم.



الشكل (9-8) معدلات الطاقة الضائعة بواسطة الالكترونات مع طاقة الالكترونات في الرصاص. لاحظ بأن الطاقة معبر عنها هنا بوحدات mc^2

فإذا اردنا ان نقارن بين الجسيمات المشحونة الثقيلة والالكترونات من حيث المدى الذي يقطعه كل منهم في الهواء في اي مادة، نعتبر بان طاقة الالكترونات وجسيم الفا مثلاً متساوية وبذلك نلاحظ ان الالكترون ينتقل بمدى ابعد سواء في الهواء او في اي مادة. شكل (10-8).



الشكل (10-8) يوضح جزء الطاقة الضائعة بواسطة التصادم وجزء الطاقة الضائعة بواسطة الاشعاع للإلكترون في الهواء والرصاص.

8.9 تفاعل اشعة كاما مع المادة :

Interaction of γ - rays with matter

العمليات التي تفقد اشعة كاما طاقتها بها عند تفاعلها مع المادة تختلف عن تلك في حالة الجسيمات المشحونة الثقيلة والالكترونات . فالنقص الحاصل بشدة أشعة كاما عندما تسقط على مادة تتناسب مباشرة مع الشدة الساقطة (I) وسمك المادة (Δx) .

اذن

$$\Delta I \propto -I \Delta x$$

أو

$$\Delta I = -\mu I \Delta x \quad \dots\dots\dots(8-28)$$

حيث μ ثابت التناسب يطلق عليه بمعامل الامتصاص الخطي . الإشارة السالبة توضح لنا النقصان الحاصل بالشدة I كلما زاد السمك x . فعندما تكون قيمة x بالسنتيمتر μ تعطى بوحدات cm^{-1} ، أما اذا كانت قيمة x بـ g/cm^2 ، فإن μ تعطى بوحدات $\text{g}^{-1}\text{cm}^{-1}$. ويتكامل المعادلة (28-3) مع وضع الشرط التالي :

$I = I_0$ عندما $x = 0$. نحصل على :

$$I = I_0 e^{-ux} \quad \dots\dots\dots(8-29)$$

حيث I شدة الأشعة بعد ان مرت خلال سمك x من المادة . المعادلة (8-29) تشير الى ان النقص في الشدة يتناسب اسياً مع سمك المادة . ان اشعة كاما (الفوتونات) تتفاعل مع المادة بعدة طرق ، لكن هناك ثلاث عمليات اساسية تؤثر بصورة واضحة على شدة حزمة اشعة كاما الساقطة . هذه العمليات (التي يكون تأثيرها حسب طاقة اشعة كاما) من الممكن تصنيفها كالآتي :

8.4.1 تأثير الظاهرة الكهروضوئية : photoelectric effect

ان تأثير الظاهرة الكهروضوئية يكون واضحاً للفوتونات ذات الطاقة المتراوحة بين 0.1 MeV و 0.5 MeV . في هذه العملية تمتص الفوتون الساقط من قبل احد الالكترونات المربوطة بنواة في الذرة ويعطي طاقته ، وبذلك ينطلق الالكترون من الذرة بطاقة حركية Te كما في المعادلة التالية

$$Te = h\nu - I_B \quad \dots\dots\dots(8-30)$$

حيث $h\nu$ تمثل طاقة الفوتون الساقط و I_B طاقة الربط للالكترون المداري . هذا على فرض ان طاقة ارتداد الذرة صغيرة ويمكن اهمالها $T_e = me/Ma$ لان كتلة الذرة اكبر بكثير من كتلة الالكترون $m_e \gg M_a$. الشكل (11-8) يوضح هذه العملية ، حيث يترك انطلاق الالكترون من المدار فراغاً يملأ بواسطة اطلاق الكترون من المدارات الخارجية يصحبها انبعاث متواصل للأشعة السينية .

8.4.2 استطارة كومبتن Compten scattering

ان ظاهرة استطارة كومبتن تكون واضحة للفوتونات التي تملك طاقة تتراوح بين $(0.1 - 10) \text{ MeV}$. في هذه العملية تتفاعل اشعة كاما الساقطة (الفوتونات) مع احد الالكترونات الخارجية بالذرة الذي يعتبر مجازاً حراً وتنقل قسم من طاقتها للالكترون الحر . ان الطاقة الضائعة للفوتون المستطار في عملية كومبتن تحسب من التغير الحاصل بالطول الموجي للفوتون قبل وبعد التصادم . اذن

$$\lambda - \lambda_0 = h/m_0 c(1 - \cos\phi) \quad \dots\dots\dots(8-31)$$

حيث λ . الطول الموجي للفوتون قبل التصادم. λ الطول الموجي للفوتون بعد التصادم، ϕ الزاوية بين اتجاه الفوتون قبل وبعد التصادم. وبما أن $\lambda = c/\nu$ ، إذن من الممكن كتابة معادلة (8-31) كما يلي :

$$\frac{c}{\nu} = \frac{c}{\nu_0} + \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \phi) \quad (8-32)$$

أو

$$\frac{1}{\nu} = \frac{1}{\nu_0} + \frac{h}{m_0 c^2} (1 - \cos \phi) \dots\dots\dots(8-33)$$

ويقلب طرفي المعادلة أعلاه

$$\nu = \frac{1}{\dots\dots\dots(8-34)}$$

$$\frac{1}{\nu_0} + \frac{h}{m_0 c^2} (1 - \cos \phi)$$

فإذا ضرب بسط ومقام الطرف الأيمن للمعادلة (8-34) بـ ν_0 وكذلك فإذا ضرب طرفا المعادلة بـ h نحصل على :

$$h \nu = \frac{h \nu_0}{\dots\dots\dots(8-35)}$$

$$1 + \frac{h \nu_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \phi)$$

المعادلة (8-35) توضح العلاقة بين طاقة الفوتون المستطار $h \nu$ وزاوية الاستطارة وكذلك طاقة الفوتون الساقط $h \nu_0$.

كذلك من الممكن حساب الطاقة الحركية للإلكترون المقذوف وذلك من فرق طاقة الفوتون الساقط والمستطار :

$$T_e = h\nu - h\nu$$

$$= \frac{(1 - \cos \phi) \frac{h\nu_0}{m_0 c^2}}{1 + \frac{h\nu_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \phi)} \dots\dots\dots(8-36)$$

اما الطاقة الحركية العظمى للالكترون فمن الممكن حسابها عندما تكون $\phi = 180^\circ$ أو $\cos \phi = -1$ وهذا يعني ان الفوتون يرجع مباشرة الى الخلف بعد تصادمه :

$$T_{\max} = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{m_0 c^2}{2h\nu_0}} \dots\dots\dots(8-37)$$

شكل (8-12) يوضح هذه العملية

8.4.3 إنتاج الزوج Pair production

العملية الثالثة التي تتمتع بها طاقة اشعة كاما من قبل المادة هي انتاج زوج الالكترون — بوزترون. هذه العملية لا يوجد لها اي تفسير بالفيزياء الكلاسيكية. لكن اكتشاف البوزترون من قبل اندرسون Anderson (1934) عندما كان يجري بعض التجارب في الاشعة الكونية مستخدما غرفة السحاب، وانتاج الزوج كانا من الانحازات المهمة في الفيزياء الحديثة. ان معادلة شرودنكر والتي تعد المعادلة الاساسية بالميكانيك الكمي وكذلك نظرية بور للذرة لم يستطيعا تفسير هذه الظاهرة لوجود صعوبات معينة. اما ديراك Dirac (1930) فقد قدم حلا لهذه المسألة، حيث اشتق معادلة اطلق عليها فيما بعد بمعادلة الكترون ديراك والتي تعتبر

في يومنا هذا احدى الانجازات الكبيرة في الفيزياء الحديثة . لحل هذه المعادلة ، فرض ديراك وجود الكترون في مستويين للطاقة — الاول ذو طاقة موجبة (بالاضافة الى كتلة السكون m_0C^2) والثاني ذو طاقة سالبة . لذلك تحددت قيم طاقة الالكترون الحر ، فاما ان تكون اكبر او مساوية الى $E \geq m_0C^2$ او اصغر او مساوية الى $E \leq -m_0C^2$ ، ولا توجد اي طاقة للالكترون بين هذين الحدين لذا اطلق على هذه المنطقة بالجمال غير المسموح (forbiden region) ، شكل (8-13) .

في حالة منح اي الكترون موجود في مستويات الطاقة السالبة طاقة مساوية او اكبر من $2m_0C^2$ والتي هي (1.02 MeV) فإن الالكترون سوف يرتفع من مستوى الطاقة السالب الى مستوى الطاقة الموجب . أن اختفاء الالكترون من مستوى الطاقة السالب يترك خلفه حفرة فارغة (empty hole) . وهذا يعني ظهور البوزترون . اما ظهور الالكترون في مستوى الطاقة الموجبة فسيغني ظهور الالكترون الاعتيادي وبذلك يكون زوج من الجسيمات قد خلق . فالالكترون يطلق عليه بالجسيمة (Particle) ، اما البوزترون (له نفس خواص الالكترون ماعدا شحنته موجبة) فيطلق عليه بالجسيمة المضادة (antiparticle) وسوف نتكلم عن الجسيمة والجسيمة المضادة في الفصل العاشر . عملية انتاج الزوج تحدث عادة في المجال الكهربائي لنواة الذره ، ففي هذا المجال يحدث انتقال الطاقة الى الالكترون والبوزترون وبذلك تحفظ الطاقة كما يلي :

$$h = m_{e^-} C^2 + m_{e^+} C^2 + K_{e^-} + K_{e^+} + K_n \dots\dots\dots(8-38)$$

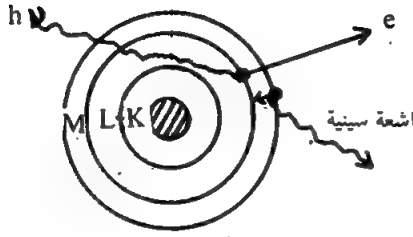
حيث h طاقة الفوتون الساقط $m_{e^-}C^2$ و $m_{e^+}C^2$ عبارة عن كتل السكون للالكترون والبوزترون على التوالي ، كذلك K_{e^-} ، K_{e^+} الطاقة الحركية للالكترون والبوزترون على التوالي و K_n الطاقة الحركية للنواة المرتده . بما ان كتلة $M_{e^-}C^2$ تساوي $m_{e^-}C^2$ وتساوي $m_{e^+}C^2$ وقيمة K_n تقريباً مهملة بسبب ان النواة اثقل من $(e^-$ أو $e^+)$ اذن طاقة الفوتون :

$$h \nu = 2m_0C^2 + K_{e^-} + K_{e^+} \dots\dots\dots(8-39)$$

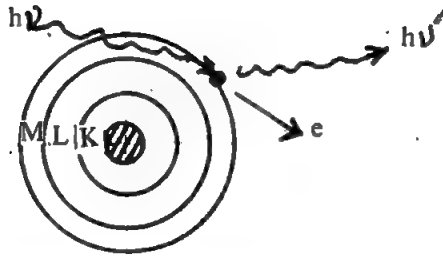
هناك ملاحظة مهمة يجب ذكرها وهي انه في حالة كون $K_{e^-} = K_{e^+} = 0$ فهذا يعني ان طاقة الفوتون $h \nu$ يجب ان تساوي $2m_0C^2$ أو (1.02 MeV) . اذن

من الممكن القول ان اقل طاقة يحملها الفوتون لانتاج الزوج تكون مساوية الى ضعف كتلة سكون الالكترون ، حيث يطلق على هذه الطاقة بالطاقة الحرجة لانتاج الزوج .

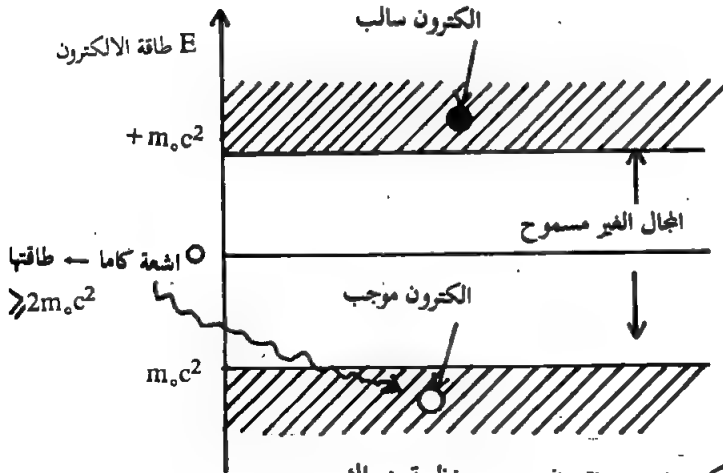
الشكل (8-14) يوضح مخطط انتاج الزوج في الذرة والشكل (8-15) يمثل صورة لغرفة السحاب حيث يظهر فيها غدد من ازواج الالكترونات والپوزترونات .



الشكل (8-11) الظاهرة الكهروضوئية



الشكل (8-12) استقطار كومبتن



الشكل (8-13) تكوين زوج الالكترون - پوزترون حسب نظرية ديراك .

هناك عملية معاكسة لعملية انتاج الزوج قد تحدث بعد تكوين البوزترون مباشرة في المادة. لقد اطلق على هذه بعملية فناء الالكترن — بوزترون (electron-positron annihilation). حيث ان البوزترون بعد ان يتكون، تقل سرعته نتيجة تصادمه بالذرات المحيطة حتى ان طاقته الحركية تصبح صفراً ويصل الى حالة السكون. ففي هذه المرحلة يزدوج الالكترن والبوزترون، والذي هو اعتيادياً في حالة سكون ايضاً ويشكل ذرة البوزترونيوم (Positronium atom) كما هو موضح بالشكل (8-16). ان ذرة البوزترونيوم تكون مشابهة الى ذرة الهيدروجين ماعدا ان نواة ذرة الهيدروجين هي البروتون. اما نواة ذرة البوزترونيوم فهي البوزترون. ذرة البوزترونيوم غير مستقرة فهي تنحل بزمن النحلال قدره 10^{-7} ثانية مكونة فوتونين كما في الشكل (8-17) ولتطلبات حفظ الزخم الخطي والطاقة يجب ان تكون الزاوية بينهما مساوي الى 180°

$$\frac{h\nu_1}{c} = \frac{h\nu_2}{c} \dots\dots\dots(8-40)$$

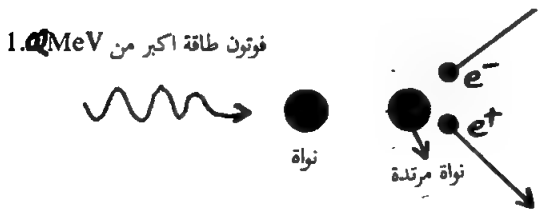
وكذلك

$$2m_e c^2 = h\nu_1 + h\nu_2 \dots\dots\dots(8-41)$$

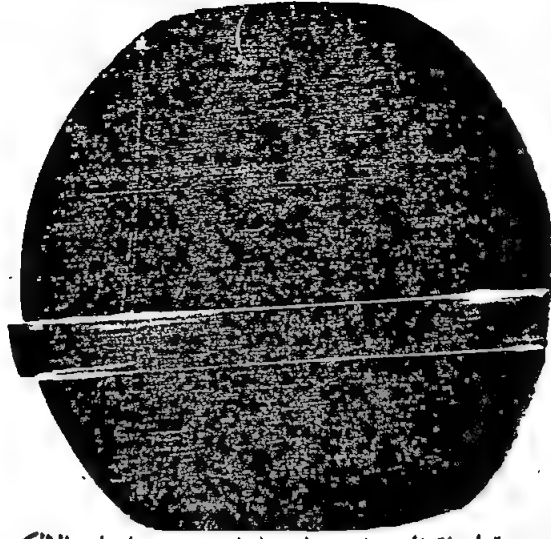
وهذا يعني

$$h\nu_1 = h\nu_2 = m_e c^2 = 0.51 \text{ MeV}$$

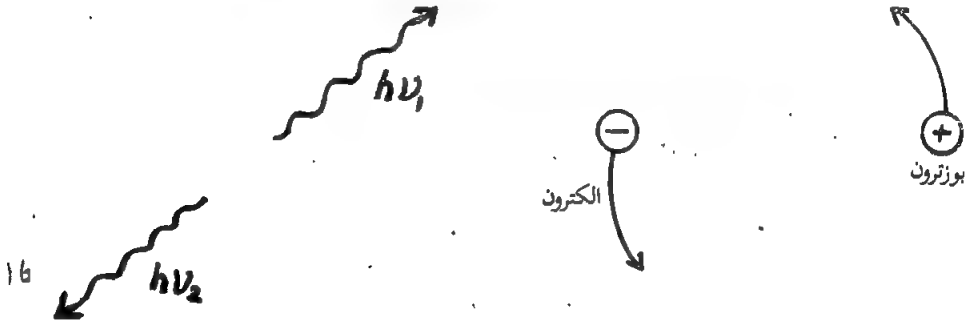
فالكشف عن فوتونات طاقتها 0.51 MeV وباتجاهين متعاكسين يعني حدوث عملية الفناء الفوتونات التي تظهر فناء الالكترن والبوزترون يطلق عليها اشعة الفناء annihilation radiation



الشكل (8-14) انتاج الزوج



الشكل (8-15) صورة لغرفة السحاب يظهر فيها عدد من ازواج الالكترونات والبوزترونات



الشكل (8-16) ذره البوزترونيوم قبل الانحلال شكل (8-17) بعد انحلال ذرة البوزترونيوم مكونة اشعة ألفاء

8.5 تفاعل النيوترون مع المادة

Interaction of neutron with matter

بما ان النيوترونات متعادلة الشحنة فهي لذلك لا تدخل في تعامل مع الكترونات الذرة على الاطلاق ، وبذلك تستطيع الوصول الى النواة قاطعة الحاجز الكولومي من دون اي عائق . ومن الممكن تقسيم تفاعلات النيوترونات الى قسمين ، تفاعلات النيوترونات السريعة وتفاعلات النيوترونات البطيئة .

8.5.1 تفاعلات النيوترونات السريعة:

في التفاعلات السريعة تصطدم النيوترونات بنوى مادة الهدف مكونة بذلك النواة المركبة والتي هي عادة في اعلى حالات الاثارة. فمن طاقة الربط للنيوترونات والتي هي تقريباً 8 MeV زائداً الطاقة الحركية التي يمتلكها النيوترون تعود النواة المركبة بالانحلال باحد القنوات التالية

1 — قناة الاستطارة المرنة: هذه القناة يقصد بها ان النيوترون يقذف مرة ثانية من النواة وتعود الى حالتها الطبيعية.

2 — قناة الاستطارة غير المرنة: النيوترون يعاد قذفه بطاقة اقل من طاقته الأصلية بعد ان يعطي قسماً من طاقته الى نواة الهدف، مما يجعلها في حالة استثارة..

3 — قناة تفاعل (n,p): في هذه القناة تمتص النواة النيوترون وتقذف بروتون، حيث تبقى النواة غير مستقرة تنحل بعدها بواسطة انحلال بيتا.

4 — قناة تفاعل (n,2n): في حالة كون طاقة النيوترون عالية جداً، فإن نيوترونين ينبعثان من التفاعل. اما النواة المتبقية فهي اما مستقرة او غير مستقرة.

5 — في بعض تفاعلات النيوترونات السريعة لم تقذف النواة اي جسيمة، لكن طاقة الاثارة يمكن ان تقذف على شكل اشعاع كاما. ان مثل هذا التفاعل (n,γ) هو اقل اهمية في التفاعلات ذات الطاقة العالية منه في الطاقات الواظئة.

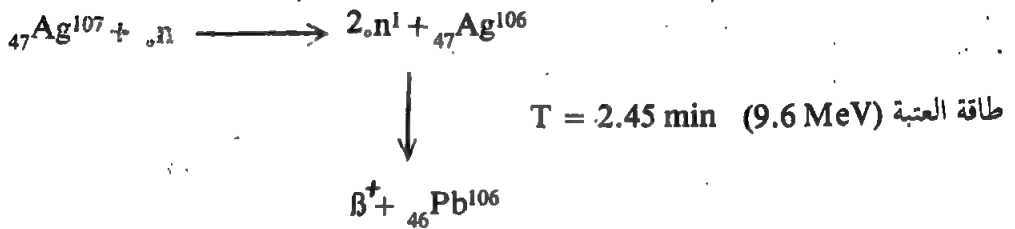
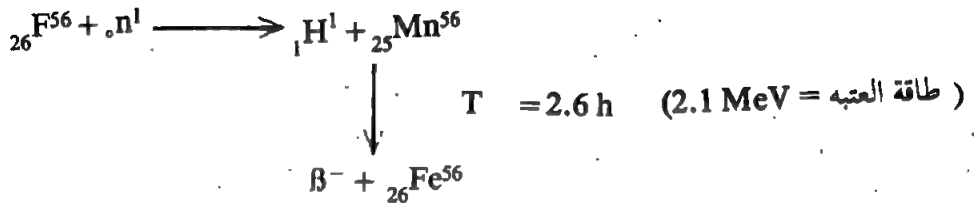
ان تفاعلات النيوترونات بصورة عامة تعتمد بالدرجة الاساس على نوع مادة الهدف فبالنسبة للنيوترونات السريعة نلاحظ مايلي:

في المواد الخفيفة (Z صغيرة) النيوترونات السريعة يمكن ان تحدث انحلال كامل او تفاعلات من نوع (n,α). مثل انحلال ^{12}C الى ثلاث جسيمات الفا.



اما في المواد المتوسطة (Z متوسطة)، فالتفاعلات (n-p) و (n-2n) يكونان مهمين، خاصة عندما يعطيان نواتج للنواة غير المستقرة،

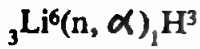
حيث تحدث هذه التفاعلات عندما تكون طاقة النيوترون اكبر من طاقة العتبة (



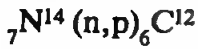
اما في المواد الثقيلة (Z كبيرة) او النوى الثقيلة. فالنيوترونات السريعة تحدث الانشطار. حيث ان العملية هي ليست العملية المهمة في الانشطار، لان عملية الانشطار، كما نعلم، والمستخدمة في المفاعلات ان نستخدم النيوترونات السريعة.

8.5.2 تفاعلات النيوترونات البطيئة:

ان تفاعلات النيوترونات البطيئة مع المادة تتمثل بامتصاص النيوترون من قبل نواة المادة وتكوين النواة المركبة في حالة استثارة. بعد ذلك تعود النواة الى حالتها الارضية باعثة طاقتها (Q — موجبة) كطاقة حركية لنواتج التفاعل كما تعتمد تفاعلات النيوترونات البطيئة ايضاً على نوعية المادة فبالنسبة للمواد الخفيفة يحدث التفاعل التاليان بكثرة:



$$Q = 4.785 \text{ MeV}$$



$$Q = 0.626 \text{ MeV}$$

أما في المواد المتوسطة فيحدث التفاعل (n, α) باستمرار وذلك من خلال تكوين النواة المركبة أيضاً. فإذا تم ذلك فإن المقطع العرضي يوضح حالات الرنين في مواقع طاقة النيوترون المضبوطة في المواد الثقيلة هناك عملية واحدة فعالة جداً ومهمة وهي تفاعل الانشطار حيث تم شرحه في الفصل السادس.

1912

1913

1914

1915

1916

1917

1918

1919

1920

1921

1922

1923

1924

1925

1926

1927

1928

1929

1930

1931

1932

1933

1934

1935

1936

1937

1938

1939

1940

1941

1942

1943

1944

1945

1946

1947

1948

1949

1950

1951

1952

1953

1954

1955

الفصل التاسع

الكواشف والمعجلات النووية

Nuclear detectors and accelerators

الكواشف النووية Nuclear detectors

9.1 المقدمة

لقد تطورت الأجهزة المستخدمة بالكشف عن الأشعاع النووي والمسماة بالكواشف بتطور موضوع الفيزياء النووية. حيث أن هذه الكواشف أستخدمت للكشف عن الاشعاع النووي ولقياس طاقته. ففي كلا الحالتين تعتمد طريقة الكشف عن التفاعل الحاصل بين الأشعاع ومادة الكاشف (يقصد بالتفاعل هو التأين والاستشارة الحاصلة لذرات المادة نتيجة مرور الأشعاع بها). فهذه الأجهزة تكشف الجسيمات المشحونة مباشرة، أما الجسيمات المتعادلة مثل النيوترون فيكون الكشف عنها بصورة غير مباشرة وذلك من خلال الجسيمات المشحونة (بشكل خاص بطريقة ارتداد البروتون Proton recoil) وذرات المادة. من الممكن ترتيب هذه الكواشف حسب خواصها وطريقة عملها كالآتي :

أولاً : غرف التأين Ionization chambers وتشمل :

غرف التأين البسيط Simple ionization chamber

العداد المتناسب proportional counter

عداد كايكرمولر Geiger - Muller counter

ثانياً : الكواشف المرئية Visible detectors وتشمل :

غرف السحاب Cloud Chamber

غرف الانتشار Diffusion

المستحلب النووي Nuclear emulsion

ثالثاً : العدادات الومضية Scintillation Counters

رابعاً : كواشف أشباه الموصلات Semiconductor Detectors

خامساً : كواشف الطاقات العالية High energy detectors وتشمل

١ — غرفة الفقاعة Bubble chamber

٢ — غرف الشرارة Spark chamber

٣ — كاشف جيرينكوف Cerenkov detector

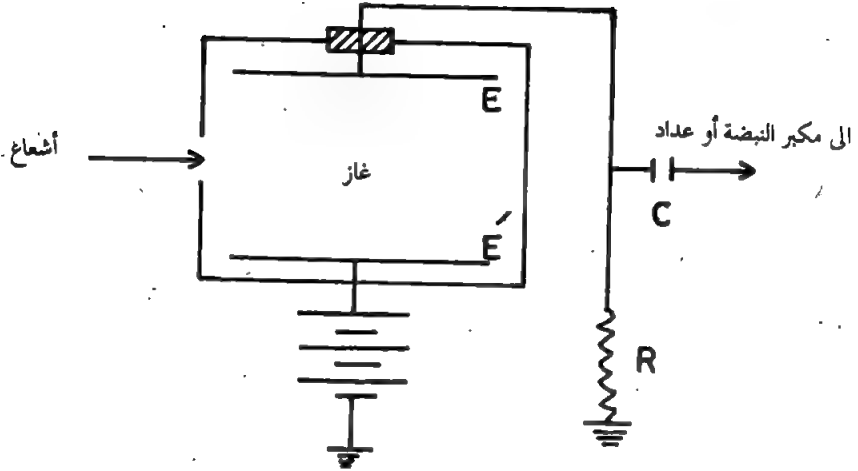
كما لاحظنا اعلاه فإن كل كاشف يعتمد على طبيعة القياسات الجارية وأن استخدام مثل هذه الكواشف يصاحبه استخدام دوائر وأجهزة إلكترونية معقدة . أما الآن فسوف نتكلم عن هذه الأجهزة بصورة مفصلة وطريقة استخدامها .

9.2 غرف التأين Ionization Chambers

9.2.1 غرف التأين البسيطة Simple ionization Chamber

أبسط أنواع غرف التأين تتمثل بالشكل (9-1) حيث تحتوي الغرفة الصغيرة على صفيحتين معدنيتين متوازيتين يطلق عليها بالقطبين وهما مربوطتان بمجهاز الفولتية العالية . كذلك يوجد داخل الغرفة كمية من الغاز تحت ضغط جوي معين . أن الجسيمات المشحونة والساقطة على الغرفة تسبب تأين الغاز مكونة بذلك

الأيونات السالبة والموجبة خلال مسارها والتي تتجمع على القطبين الموجب E^+ والسالب E^- . إن سبب وضع فرق جهد عالٍ بين القطبين هو لمنع الالتحام الأيونات السالبة والموجبة مرة أخرى للتعاقل. إن تجمع الشحنة على القطبين يعطي أمّا تياراً كهربائياً يمكن ملاحظته على جهاز قياس التيار (الأميتر) أو ربما تتحول إلى نبضة كهربائية كما في شكل (9-1)



شكل (9-1) عداد التأين للكشف عن جسيمات منفردة.

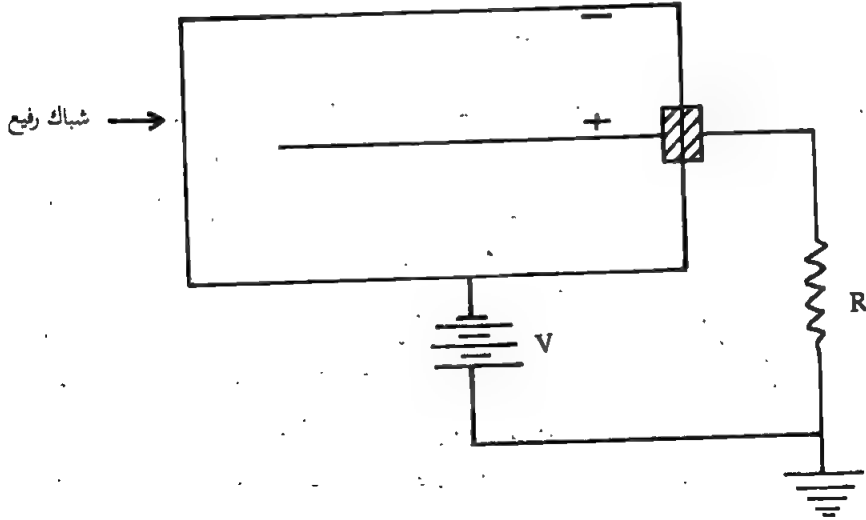
9.2.1 عداد التناسب proportional counter

أن حجم النبضة المتولدة في غرفة التأين نتيجة مرور جسيمة مشحونة تكون صغيرة بحيث يكون من الصعوبة الكشف عنها في بعض الأحيان. لذا فقد تم تصميم جهاز أطلق عليه عداد التناسب والذي هو تحويل لغرفة التأين كما هو موضح بالشكل (9-2) حيث يتألف من اسطوانة خارجية تمثل أحد القطبين، أما القطب الآخر فعبارة عن سلك رفيع يمثل محمور الأسطوانة. أن فرق الجهد العالي الذي يوضع على القطب يساعد في عملية مضاعفة الإلكترونات (electron multiplication) الناتجة من التأين. عملية مضاعفة الإلكترونات عملية معقدة تقريباً، لذا فسوف يتم شرحها باختصار كما يلي: إذا فرضنا في عملية التصادم الحاصلة بين الجسيمة الساقطة وذرات الغاز تنطلق بعض الفوتونات بالإضافة إلى

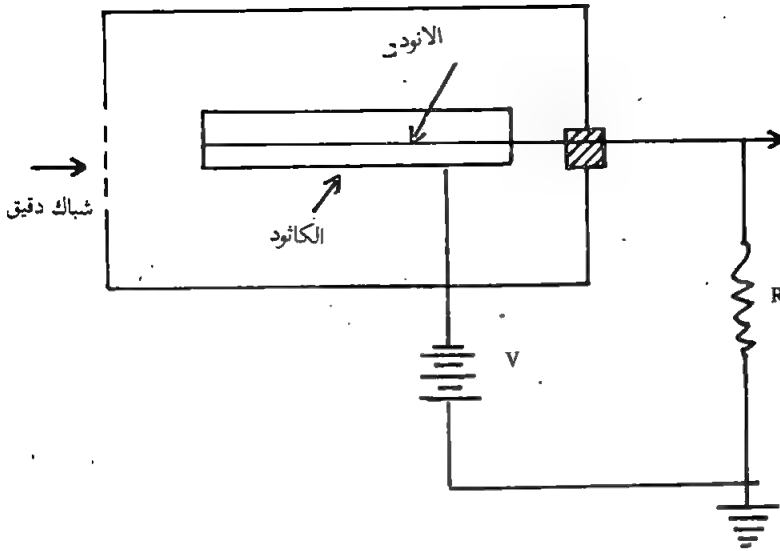
الالكترونات. لذلك فأن قسم من هذه الفوتونات تطلق الكترونات أكثر من جدران الغرفة أو الغاز وذلك بعملية الظاهرة الكهروضوئية، أو أن كل الكترون ضوئي سوف يصطدم مولداً الكترونات ثنائية أكثر وهكذا حتى تصل الى العدد الكلي لـالكترونات التي تصل السلك والمثلة بمتوالية غير محدودة.

$$n + \gamma n^2 + \gamma^2 n^3 + \dots \quad (9-1)$$

حيث n عدد الالكترونات الناتجة في التصادمات الاولى، γn^2 عدد الالكترونات الثانوية و γ ثابت التناسب. أن سلوكية عداد التناسب تجعل استخدامه للتفريق بين أنواع الأشعاعات والتي تختلف قدراتها وطاقاتها التأينية كثيرة جداً. ان هذه العدادات تم استخدامها بكثوة وذلك للكشف عن الاشعة السينية وأشعة كاما ذات الطاقة الواطئة وأشعة بيتا. أما استخدامها في الاشعة الكونية فكان له الأثر الكبير في دراسة خواص هذه الاشعة بصورة مفصلة.



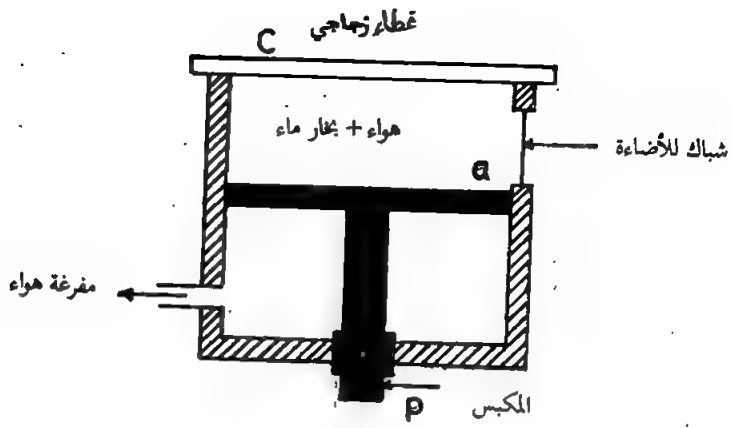
شكل (9.2) يمثل نموذجاً لعداد التناسب



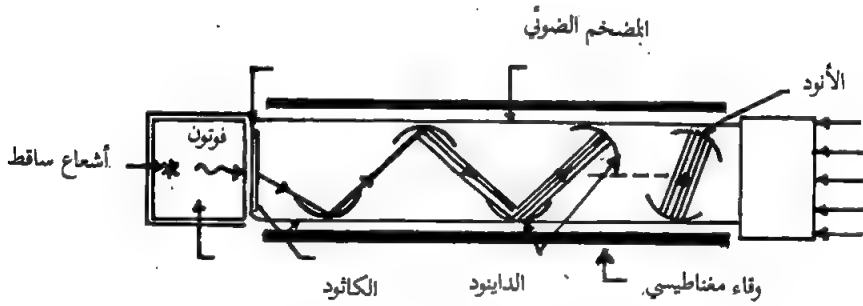
شكل (9-3) يمثل نموذجاً لعداد مايكر

9.1.3 عداد كايكرمولر Geiger - Muller Counter

يتألف عداد كايكر من أنبوبة زجاجية تحتوي على خليط من غاز الأرجون 90% وأبخرة عضوية 10% (مثل كحول الأيثيل) تحت ضغط معين. كذلك يوجد داخل الأنبوبة صفيحة معدنية أو في العدادات الحديثة أسطوانة تمثل القطب السالب، أما القطب الموجب فيتمثل بسلك رفيع مركزي، شكل (9-3). من أهم خواص عداد كايكر هو العلاقة بين فرق الجهد الموضوع على القطبين والعدد النسبي للأيونات المتجمعة عليها. لقد لوحظ أن ارتفاع النبضة الخارجة (output pulse) لا تعتمد على التأين الأولى ولا على نوع أو طاقة الجسيمات الساقطة. لذلك جعلت هذه الخاصية عداد كايكر من أهم العدادات المستخدمة للكشف عن الجسيمات المنفردة. خلال عملية التأين التي تسببها الجسيمات المشحونة تنجذب الأيونات الموجبة نحو القطب السالب أما الإلكترونات فتتنجذب نحو السلك الرفيع الموجب مولدة نبضة كهربائية أن زيادة المجال الكهربائي بين القطبين يؤدي بالإلكترونات امتلاك طاقة حركية أكبر تسبب في تأين إضافي لجزيئات الغاز من



شكل (9.4) نموذج لغرفة السحاب



شكل (9.5) نموذج للكاشف الوميضي

خلال تصادمها معه وبذلك الحالة تصبح لدينا حالة تفريغ بين القطبين نتيجة لهذه الزيادة المستمرة مما يؤدي الى ارتفاع مفاجيء للنبيضة أو للعد.

9.3 الكواشف المرئية Visible detectors

9.3.1 غرفة السحاب Cloud Chamber

أن أول اكتشاف لغرفة السحاب كان من قبل العالم ولسن Wilson عام 1912. حيث أدى هذا الاكتشاف إلى تطور كبير في موضوع فيزياء الجسيمات. أن الفكرة الأساسية التي اعتمدت عليها غرفة السحاب هو تكثيف غاز أو هواء نقي مشبع ببخار الماء أشباعاً تاماً وذلك عند مرور جسيمات مشحونة خلاله. وعندئذ يكون بالأمكان ولفترة قصيرة مشاهدة مسار هذه الجسيمات بصورة واضحة وتصويرها. الشكل (9.4) يوضح نموذجاً لغرفة سحاب ولسن، حيث يتألف هذا الجهاز من الأسطوانة (a) المملوءة بغاز مشبع ببخار الماء وتحت درجة حرارة الغرفة، والمكبس (p) الذي يكون حر الحركة وبسرعة إلى الأسفل لأحداث تمدد مفاجيء في الغاز داخل الأسطوانة (a). أن هذه الحالة تؤدي إلى برودة الغاز ويصبح في حالة فوق الأشباع ببخار الماء. في هذه اللحظات إذا تصورنا مرور جسيمة مشحونة خلال الغرفة فأنها سوف تولد أزواجاً من الأيونات داخل الغاز يتكثف عليها بخار الماء مكونة قطرات صغيرة يمكن رؤيتها أو تصويرها من خلال الصفيحة الزجاجية C الموجودة في أعلى الأسطوانة.

أن غرفة السحاب قد ساعدت كثيراً في البحث عن الجسيمات المشحونة ذات الطاقة الواطئة أما في حالة الطاقات العالية أو التفاعلات النووية ذات الطاقات العالية فأن هذه الغرفة لم تعمل بصورة جيدة لذا استعيض عنها بغرفة الفقاعة التي سوف نتكلم عنها فيما بعد.

9.3.2 غرفة الانتشار Diffusion chamber

أن غرفة السحاب تكون عادة حساسة لفترة قصيرة جداً (تقريباً 0.5 ثانية) وهذا هو وقت حركة المكبس إلى الأسفل ليمدد بصورة مفاجئة الغاز وبخار الماء في الأسطوانة لذا. فقد تم تصميم غرفة أخرى من قبل العالم لانكسدروف Langsdeof عام 1936 أطلق عليها غرفة الانتشار حيث تعتمد نفس فكرة غرفة السحاب فيما عدا أنها تكون حساسة إلى الجسيمات المشحونة بصورة دائمية.

9.3.3 المستحلب النووي Nuclear emulsion

المستحلب النووي عبارة عن مادة تغطي بصورة رقيقة بعض أنواع الألواح الفوتوغرافية وتكون ذات حساسية عالية. فهي تستخدم للكشف عن مسارات الجسيمات المشحونة حيث أنها تعطي صوراً مرئية ثابتة لمسارات الجسيمات. ان استخدام مثل هذه المواد في الألواح الفوتوغرافية كانت معروفة منذ عام 1910 حيث كانت تعرض في بادئ الأمر للأشعة السينية. بعد ذلك أوضح كايتوشيتا (Kinoshita) أنه بالإمكان استخدام مثل هذه المستحلبات للكشف عن الجسيمات التي لها قابلية تأين كبيرة مثل جسيمات الفا. فمنذ ذلك الوقت ولحد الآن وجد ان هناك تطوراً مستمراً في نوعية وكيفية استخدام هذه المستحلبات.

أن مادة المستحلب النووي يطلق عليها صناعياً (Ilford G5) وهي عبارة عن مركب لمواد عديدة مثل الفضة والبرومين والأيودين والكاربون والهيدروجين والأكسجين. تمزج هذه بنسب معينة حيث تشكل مادة الفضة والبرومين 80% من مادة المستحلب، ان سمك طبقة المستحلب والتي تغطي الأفلام تتراوح بين 20 الى 600 مايكرون. أن طريقة الكشف عن هذه الجسيمات المشحونة تتم بتعريض هذه الأفلام الى الجسيمات، حيث تتحول مسارات هذه الجسيمات الى بقع سوداء ثابتة بعد إجراء عمليات تخميض الفلم ويمكن مشاهدتها بوضوح تام تحت المجهر.

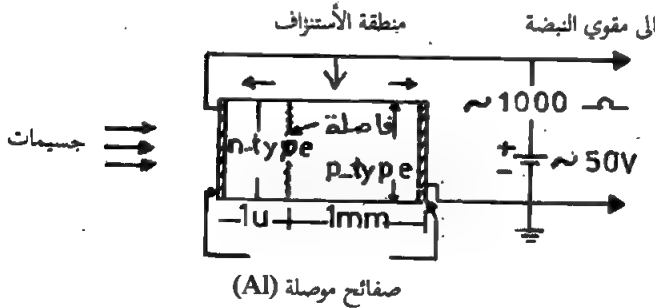
تستخدم هذه الطريقة بكثرة لدراسة نواتج التفاعلات النووية بصورة دقيقة وواضحة.

9.4 العدادات الوميضية Scintillation Counters

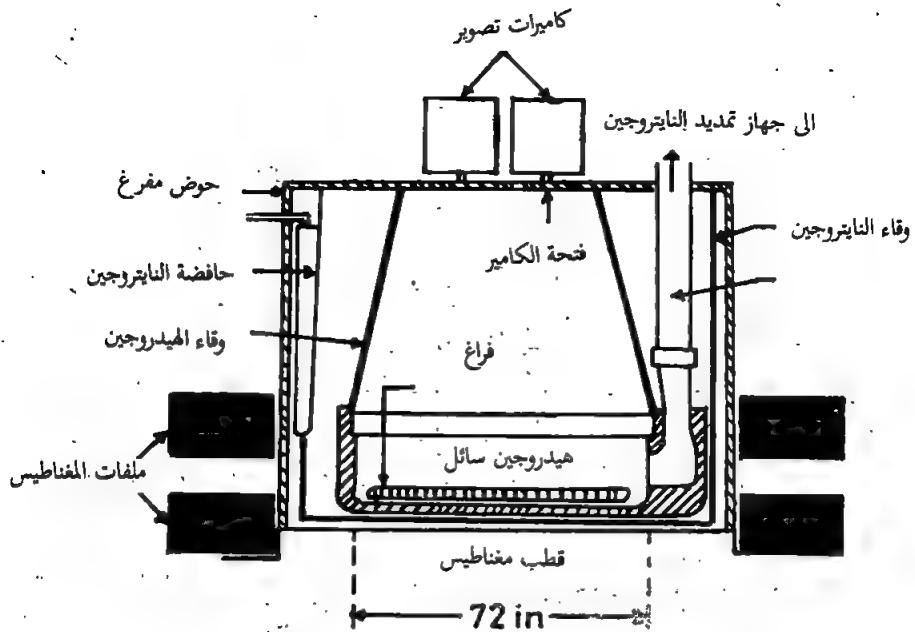
توجد بعض المركبات الكيميائية مثل أيوديد الصوديوم (NaI) أو أيوديد السيزيوم (CsI) لها القابلية على بعث ضوء أثناء مرور جسيمات مشحونة أو أشعة سينية أو اشعة كاما خلالها. يطلق على مثل هذه المواد بمواد وميضية. أما العداد الوميضي فيشمل المادة الوميضية والأجهزة الأخرى التي ترتبط معها والتي تحول الضوء الى نبضة كهربائية. شكل (9.5) يوضح مخططاً لعداد وميضي والأجزاء المرتبطة معه. في هذا الشكل يلاحظ أن المادة الوميضية عبارة عن بلورة منفردة من أيون الصوديوم

NaI مغطاة بأحكام بورق من الألمنيوم اللامع، حيث ان الوجهه اللامع يكون للداخل وذلك لعكس الضوء ومنع تسريه، ماعدا جانب واحد حيث يتم ألصاق البلورة بالمضخم الضوئي. أما في بعض الأحيان فتكون المادة الوميضية من قطعة كبيرة تستخدم لأغراض البحوث.

خلال مرور الجسيمة المشحونة في البلورة يحدث تأين واستشارة لذرات البلورة مما يؤدي الى بعث ضوء مرئي بطول موجي يتراوح بين 3300\AA الى 5000\AA . ان بلورة NaI شفافة ونقية لذا يكون انتقال الضوء خلالها بصورة جيدة عند سقوط الضوء (الفوتونات) على مهبط المضاعف الضوئي فأنها تولد أنبعاث الكترونات حسب الظاهرة الكهروضوئية. كذلك توجد في أنبوبة المضاعف الضوئي عدد من الأقطاب الموجبة يطلق عليها الداينود (Dinod) يستفاد منها في مضاعفة أو تضخيم التيار الألكتروني. بعد ان يتم وضع فرق جهد متزايد على كل داينود. من الممكن تمثيل عدد الألكترونيات الكلي في نهاية الأنبوبة بنبضة كهربائية حيث ان حجمها يتناسب مع طاقة الجسيم الساقط على البلورة. هناك نوعان من العدادات الوميضية النوع الأول يطلق عليها العدادات الوميضية السائلة والأخر يطلق عليها العدادات الوميضية البلاستيكية، بحيث أن النوعين لهما نفس الخواص أو السلوك. أن أستخدمات العدادات الوميضية أصبحت واسعة وذلك بعد أكتشاف وتطوير المضخات الضوئية فاستخدام مثل هذه العدادات في الفيزياء النووية والاشعاعية أصبح كبيراً جداً.



شكل (9.6) نموذج لكواشف أشباه الموصلات (الحالة الصلبة)



شكل (9-7) نموذج لغرفة الفقاعة

9-5 أشباه الموصلات Semi conductor detector

أخذت مواد أشباه الموصلات تستخدم بكثرة خلال السنوات الأخيرة وفي مجالات عديدة خاصة مجال الفيزياء النووية حيث أستخدمت لعمل كواشف تستطيع بها الكشف عن الجسيمات المشحونة وأشعة كاما. وعلى سبيل المثال، يتم استخدام صمام ثنائي من نوع وصلة (p-n) (pn junction) للكشف عن جسيمات ألفا. بأبجاز تتكون الوصلة من قطعة رقيقة من مادة السليكون اي يطلق عليها نوع n (هذا النوع يتألف من أذخال الفسفور في بلورة السليكون) وقطعة أخرى من مادة السليكون اي أيضاً يطلق عليها نوع P (هذا النوع يتألف من أذخال البورون في بلورة السليكون) هاتان القطعتان تلتصقان مع بعض مكونة وصلة (p-n) أن استخدام هذه الوصلة في الكشف يمكن توضيحه كما يلي:

نقوم بربط طرفي الوصلة بفرق جهد، كما في الشكل (6-9)، حيث أن الجهد على نوع n أعلى من نوع P . أن وضع فرق جهد يعني نقل الإلكترونات الطليقة من جانب الى جانب آخر حيث يطلق على الجانب الذي يعطي الإلكترونات (بالمانح) والجانب الآخر الذي يستقبل الإلكترونات (بالمستقبل) مكون بذلك منطقة غير موصلة داخل الوصلة يطلق عليها منطقة الاستنزاف (depletion region).

من الممكن زيادة منطقة الاستنزاف وذلك بزيادة فرق الجهد. دعنا الآن نتصور أن جسيمات مشحونة تسقط على جانب نوع n ، أن هذه الجسيمات تقف في مجال الاستنزاف مكونة إلكترونات طليقة وأيونات موجبة. الإلكترونات تتحرك نحو الطبقة الموجبة (نوع n) والأيونات الموجبة تتحرك نحو الطبقة السالبة (نوع P)، حيث ينتج من ذلك هبوط بالجهد على جانبي الوصلة. هذا الهبوط ينقل الى مكبر حجم النبضة المتكونة تتناسب مع طاقة الجسيم الساقط.

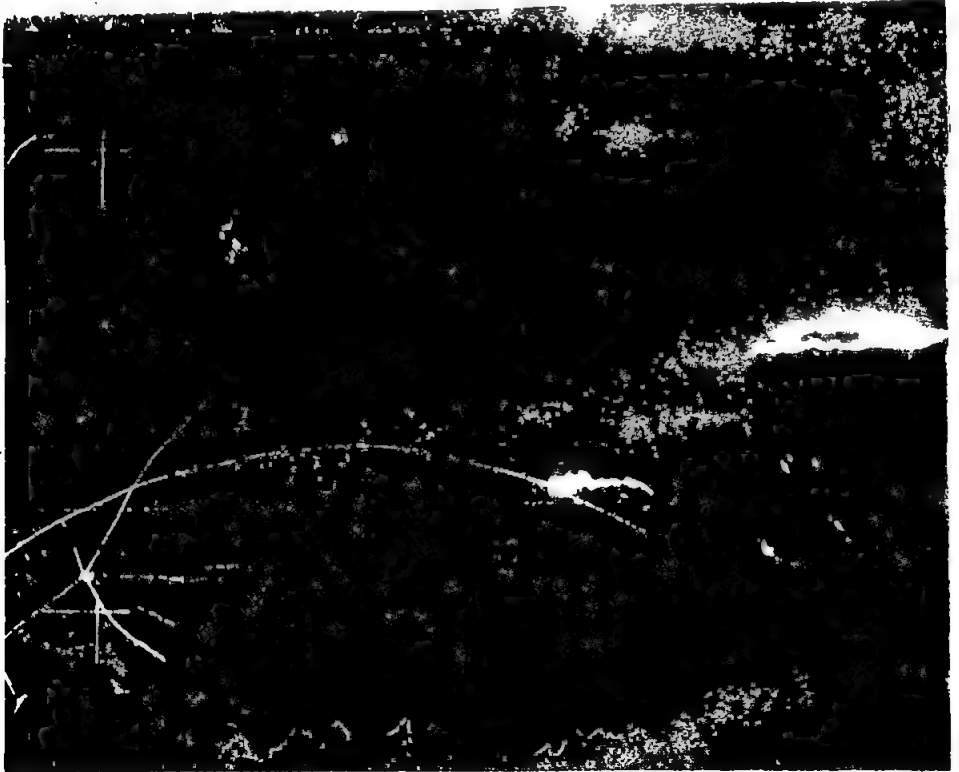
مثل هذه الكواشف أستخدمت بكثرة خلال السنوات الأخيرة للكشف عن البروتونات وجسيمات الفا وبعض الجسيمات المشحونة الأخرى. في بعض الأحيان يوضع عنصر الليثيوم (Li) في وصلة السليكون ($p-n$) أن مثل هذه الكواشف يطلق عليها $Si(Li)$ (Lithium drifted Silicon detector) أستخدمت للكشف عن الإلكترونات وجسيمات بيتا. وهناك كذلك انواع أخرى من الكواشف يطلق عليها عدادات الجرمانيوم — ليثيوم (Lithium drifted germanium) $Ge(Li)$ استخدم للكشف عن أشعة كاما.

9.6 كواشف الطاقات العالية High energy detectors

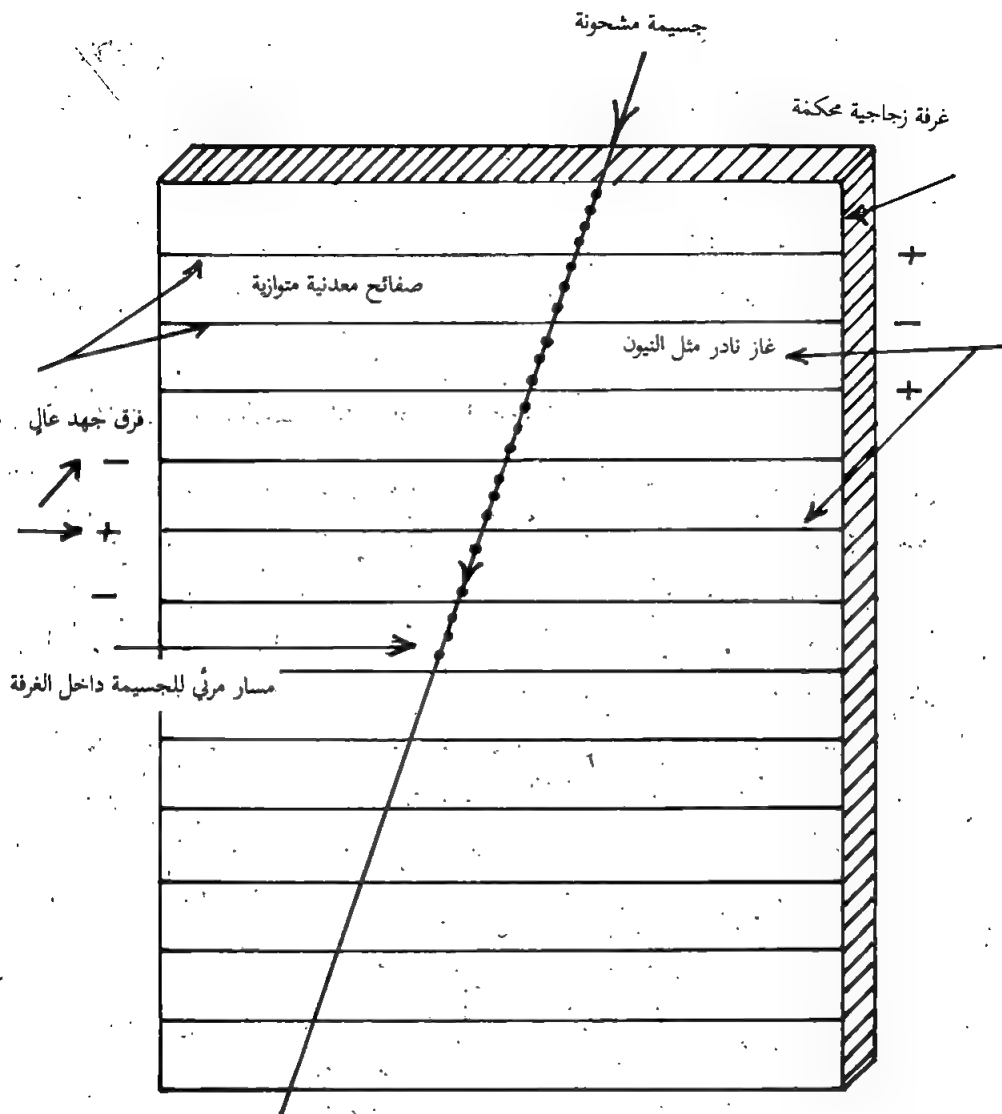
9.6.1 غرفة الفقاعة Bubble Chamber

تستخدم مثل هذه الاجهزة في دراسة الجسيمات ذات الطاقات العالية. حيث تحوي سائل مضغوط درجة حرارته يقرباً تحت درجة الغليان. ففي اللحظة التي تمر بها الجسيمات المشحونة داخل السائل يقلل عنه الضغط فيبدأ السائل بالغليان وتنمو الفقاعات وتتجمع حول الأيونات الموجودة في السائل وتظهر للعيان.

مسار الجسيمات وهي عبارة عن صف من الفقاعات تزول بعد فترة قصيرة. يتم تصوير هذه المسارات مباشرة بعد حدوث الحدث بواسطة كاميرات خاصة لغرض دراستها. الشكل (9-7) يوضح نموذجاً لغرفة الفقاعة. أن أضخم الأجهزة المستخدمة في الوقت الحاضر هو الموجود في مركز الأبحاث (CERN) حيث يبلغ طول الغرفة مترين وأرتفاعها أربعة أمتار وتحوي على 1100 لتر من سائل الهيدروجين ويبلغ وزنه 700 طن ويحوي الجهاز على قطبي مغناطيس شدته 6000 كيلو واط موضوع على جانبيه. الشكل (9.8) يوضح صورة فوتوغرافية لتفاعل نووي تم تصويره في غرفة الفقاعة بمركز الأبحاث (CERN). لغرفة الفقاعة تطبيقات كثيرة في مجال الفيزياء النووية وخاصة استخدامها مع المعجلات النووية لدراسة التفاعلات النووية وطبيعة الجسيمات الأولية. فمن الممكن جعل مثل هذه الأجهزة ذات فعالية كبيرة في مثل هذه الدراسات وذلك عند استعمال سائل ذو كثافة عالية.



شكل (9.8) يوضح صورة فوتوغرافية لتفاعل نووي في غرفة الفقاعة.



شكل (9.9). يوضح مخططاً لغرفة الشرارة..

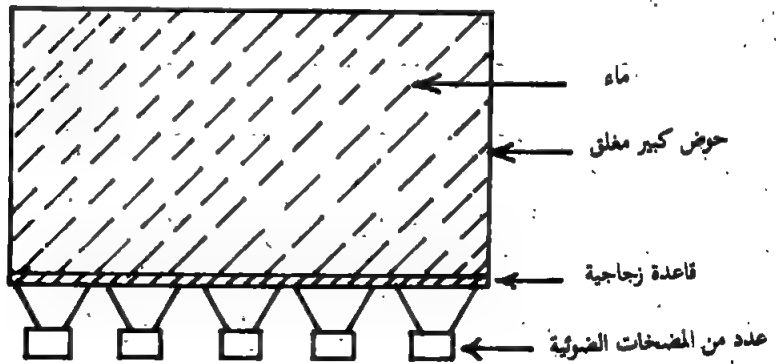
9.6.2 غرفة الشرارة Spark Chamber

بالإضافة إلى غرفة الفقاعة تستخدم كذلك غرفة الشرارة في دراسة التفاعلات النووية ذات الطاقة العالية. تحتوي غرفة الشرارة على صفائح معدنية رقيقة

متوازية يتراوح عددها بين 6 الى 128 صفيحة. أن المسافة التي تفضل بين كل صفيحة وأخرى تتراوح بين 2 الى 20 ملم وتكون جميعها موضوعة داخل غرفة زجاجية محكمة مملوءة بأحد الغازات النادرة، مثل غاز النيون، ثم يسلب فرق جهد عالٍ (15 KV) تقريباً على هذه الصفائح. فعند مرور جسيمة مشحونة خلال الغرفة تؤين الغاز وتترك خلفها مساراً من الأيونات يكون نتيجة حدوث شرارة يظهر فيها مسار الجسيمة واضحاً ومرئياً يمكن تصويره. الشكل (9-9) يوضح أحد الصور الفوتوغرافية للجسيمات داخل غرفة الشرارة.

9.6.3 عداد جيرنكوف Cerenkov detector

عداد جيرنكوف يشبه الى حد ما العداد الومضي بطريقة الكشف عن الجسيمات، أي من خلال الضوء المرئي المتكون نتيجة مرور الجسيمات في وسط معين إن طبيعة عمل عداد جيرنكوف يتم بتسجيل الجسيمات التي تكون سرعتها في الوسط أكبر من سرعة الضوء في نفس الوسط (أي أن $V > c/n$ أو $\beta > 1/n$ حيث V سرعة الجسيمات في الوسط، c سرعة الضوء و n معامل أنكسار الوسط)، أن تسجيل هذه الجسيمات يتم بأعطاء ضوء مرئي ضعيف يكون اتجاهه معتمداً على سرعة الجسيمات في الوسط. الشكل (9.10) يوضح نموذجاً لعداد جيرنكوف، حيث يتألف هذا العداد من حوض كبير مغطى بماء زجاجية ومعرضة الى مجموعة من المضخات الضوئية الكبيرة (ذات قطر



شكل (9-10) مخطط لعداد جيرنكوف

كبير). فعند تكوين الضوء (أشعة جيزنكوف، نسبة الى مكتشفها العالم جيزنكوف) نتيجة مرور الجسيمات السريعة في الماء، تحقظ هذه الاشعة من قبل المضخات الضوئية وتدخل في مكبر لغرض تكبير النضية وتسجيلها.

يفضل عداد جيزنكوف على العداد الوميضي في كثير من التطبيقات وذلك لرخص سعره وسهولة تصنيعه.

المعجلات النووية Accelerators

9.7 المقدمة

أن التطور الكبير في معجلات الجسيمات خلال السنوات العشرة الأخيرة ووصولها الى طاقات عالية جعل من موضوع الفيزياء النووية ليس فقط موضوع لدراسة خواص وتركيب النواة، بل فتح مجالاً آخر من مجالات البحوث الا وهو مجال فيزياء الجسيمات الأولية والذي سوف نتكلم عنه في الفصل القادم.

أن تصنيف معجلات الجسيمات تم حسب الطاقة التي يمكن ان يصل اليها كل معجل لتعجيل الجسيمات وكما يلي:

معجلات الجهد المباشر

وتشمل:

١- معجل كوكرفت - والتن: الجسيمة المستخدمة البروتون وتصل طاقته الى (2MeV)

٢- مولد فان دكراف: الجسيمة المستخدمة البروتون وتصل طاقته الى (10 MeV)

معجلات الرنين

وتشمل

١- السايكلوترون: الجسيمة المستخدمة البروتون وتصل طاقته الى (22MeV) كذلك جسيمة الفا والديترونات

٢- المعجل الخطي: الجسيمة المستخدمة البروتون وتصل طاقته الى (100MeV) أو الألكترون وتصل طاقته الى (20MeV)

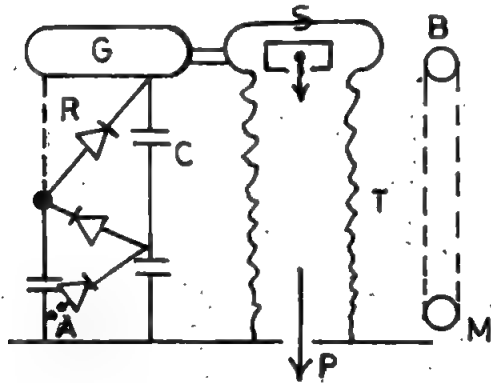
السنتروسايترون

وتشمل

١- الكترون سنكرون

٢- بروتون سنكرون

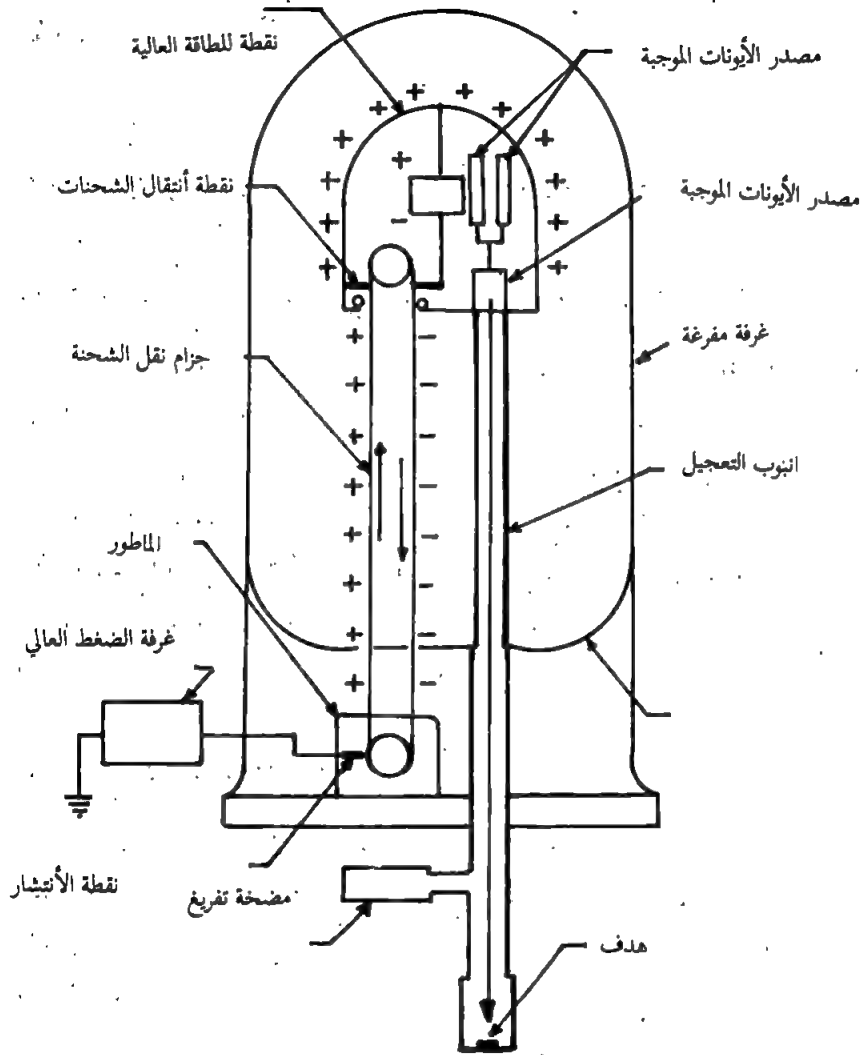
كذلك معجلات أنحدار المجال المتناوب ومعجل الحزم المتصادمة .



شكل (9-11) نموذج لمعجل كوكرفت - والتن

S - مصدر للأيونات، T - أنبوب عازل مفرغ، C - مولد، G - ماطور. R - ركفازير، C - مكثفات، A - مجهز متناوب، B - مجهز الأيونات، M - ماطور

قبل الدخول في شرح كل معجل على حده ونحسب التصنيف اعلاه ، علينا ان نعطي لمحة تاريخية عن كيفية اكتشاف المعجل : تم اكتشاف أول معجل من قبل العالم كروكس (Crooks) عام 1895 ، حيث أستندت على تعجيل الألكترونات المنبعثة من مهبط ساخن نحو مصعد وضع عليه فرق جهد عالٍ بحيث أصبح



شكل (9-12) نموذج لمعجل فان دكراف

P_1, P_2 مجهز الفولتية العالية، A — أنبوب التعجيل، T — سطح كروي للفولتية العالية، B — حزام من مادة عازلة S, S نقاط توزيع الشحنات، C نقطة تجمع الشحنات الموجبة، مضخة تفريغ.

بالأمكن جعل الألكترونات تتعجل بخط مستقيم . في الحقيقة أن هذا الجهاز هو نفسه الذي تم استخدامه من قبل العالم ثومسن (Thomson) في تجربته الشهيرة عام 1919 .

9.8 معجلات الجهد المباشر Direct-voltage accelerators

9.8.1 معجل كوكرفت — والتن Cockcroft-walton accelerator

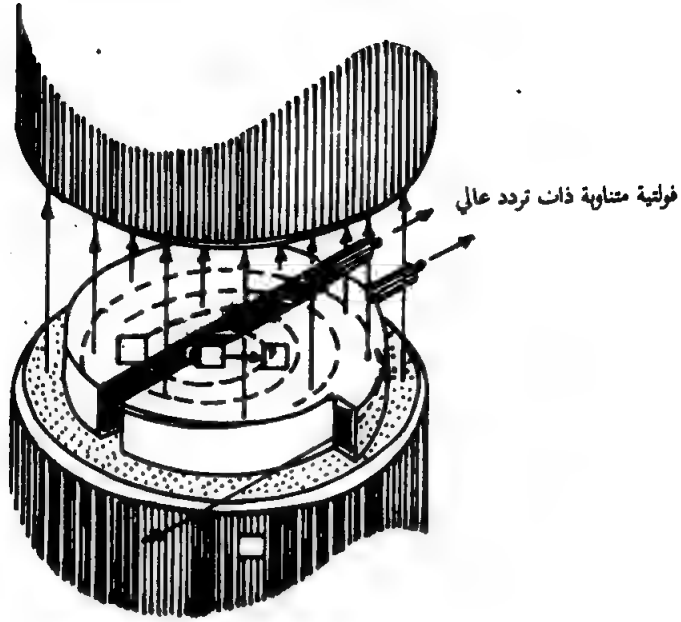
قام العالمان جون كوكرفت — وأرنست والتن (ohn Cockrott and Ernes Wallan) عام 1932 بتصنيع معجل صغير يتألف من ثلاث قطع رئيسية هي مصدر الأيونات الموجبة (البروتون) وأنبوب التعجيل ومجهز الفولتية ، شكل (9.11) . أن البروتونات الخارجة من المصدر S تتعجل داخل الأنبوبة T بعد وضع فرق جهد يبلغ حوالي 1700 كيلو فولت (kv) . لقد أستخدم كوكرفت والتن هذه البروتونات للحصول على أول تفاعل نووي :



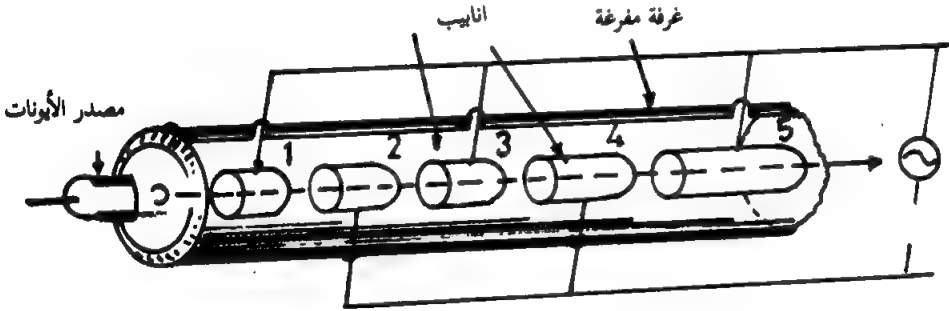
مولد فان دكراف Van de Graaff generator

في عام 1930 قام فان دكراف بصنع مولد كهرومغناطيسي ذي تيار مستمر وقادر على توليد فرق جهد عالٍ . أن عمل مولد فان دكراف أستخدم على فكرة انتقال الشحنات بين موصل مشحون وآخر فارغ أو حصل تماس بينهما . الشكل (9-12) يوضح كيفية استخدام مولد فان دكراف كمعجل للأيونات الموجبة .

يتألف المولد من خزام متصل مصنوع من مادة عازلة مثل المطاط أو الحرير أو الورق ، ومن عدد من الأسنة لغرض نشر الشحنة على الخزام في النقطتين S, S المربوطتين بمولد فولتية يمكن السيطرة عليه . أما في النهاية العليا للخزام فيلاحظ وجود عدد آخر من الأسنة المدببة لالتقاط الشحنة . أن الشحنات الموجبة تحمّل الى الأسفل بواسطة الخزام وتتركه من خلال الأسنة المدببة في S . تتسرب الشحنات الموجبة من خلال الأسنة المدببة C الى سطح كروي أجوف تنتشر عليه الشحنات



شكل (9-13) نموذج للسايكلترون



شكل (9-14) نموذج لمعجل البروتونات الخطي

جاعلة منه قطب ذي فولتية عالية تزداد شدتها بآزدياد عدد الشحنات وكذلك مساحة سطح الكرة. أما المعجل فيتألف من أنبوبة تفريغ تحوي بداخلها غازاً (مثل H^1 و H^2) لتوليد الأيونات الموجبة موضوعة داخل سطح الكرة الأجوف، كما في الشكل (9-12). أن الأيونات الموجبة المتكونة في أنبوبة التفريغ تتعجل الى الأسفل في

أنبوبة أخرى زجاجية طويلة و مفرغة تفريغاً جيداً من الهواء حيث يوجد في نهايتها هدف معين . ان أنبوبة التعجيل يجب ان تكون طويلة وذلك للتخلص من التفريغ الذي قد يحصل نتيجة فرق الجهد العالي .

9.9 معجلات الرنين Resonance accelerators

9.9.1 السايكلوترون : Cyclotron

من الأجهزة الأخرى التي أستخدمت لتوليد الجسيمات ذات الطاقة العالية هو السايكلوترون أو معجل الرنين المغناطيسي، شكل (9-13). إن أول من أبتدع فكرة هذا الجهاز العالم أرنست لورنس E. Lawrence والعالم ستانلي لفنكستون M. Living stone عام 1931. يتألف الجهاز من حيث الأساس من قطعتين معدنيتين مستويتين وفارقتين هما A_1 , A_2 شكلهما يشبه الحرف D. وهاتان القطعتان موضوعتان بين قطبي مغناطيسي كهربائي كبير جداً وذلك لتوليد مجال مغناطيسي عمودي على قاعدة القطعتين وموازي الى محورها. كذلك تربط القطعتان بمجهر فولتية متذبذب عالي التردد بحيث أن الشحنة الموجودة على كل من القطعتين تتغير بضعة ملايين من المرات في كل ثانية. وهذا معناه إذا كانت إحدى القطعتين موجبة فالأخرى سالبة وبالعكس. أن توليد الأيونات الموجبة يتم من خلال وضع مصدر منفصل عن الجهاز فيه فتحة ضيقة (S) تصله بالحيز أو الفراغ بين القطبين، شكل (9-13). ولنتعرف الآن على كيفية استخدام هذا المعجل، لنفرض أن أيوناً ذا شحنة موجبة ($+q$) وكتلة m أطلت من الفتحة S في اللحظة التي فيها A_1 موجبة و A_2 سالبة. لهذا فإن الأيون سوف ينتقل باتجاه A_2 حيث يكتسب تعجيلاً بواسطة المجال الكهربائي ومن ثم يدخل في A_2 . وهكذا فإن المجال المغناطيسي يجعل من الأيون يدور في مسار دائري. أن تغير الفولتية يجعل من الأيون عند خروجه من A_2 مستعداً للدخول في الفراغ الذي بين القطعتين مرة أخرى (A_1 سالبة و A_2 موجبة) ومن ثم أكتسابه تعجيلاً باتجاه A_1 ، هذه العملية سوف تتكرر في خطوات كلما عبر الأيون الفراغ بين القطعتين، كذلك فإن سرعته تزداد ويصبح مداره أكبر نتيجة وجود المجال

المغناطيسي، وفي النهاية تخرج الأيونات من فتحة خاصة تحمل معها طاقة معينة،
ولغرض حساب هذه الطاقة نأخذ أولاً العلاقة بين شدة المجال المغناطيسي ونصف
قطر المسار الدائري للأيون

$$qVB = \frac{mv^2}{r} \quad \dots\dots\dots (9-1)$$

حيث B شدة المجال المغناطيسي. r نصف قطر المدار الدائري و V سرعة الأيون. أن
التردد الزاوي w والتردد f للجسيمة يصبح كما يلي :

$$w = \frac{V}{r} = \frac{qB}{m} \quad \dots\dots\dots (9-2)$$

و

$$f = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{q}{m} \right) B \quad \dots\dots\dots (9-3)$$

كذلك فإن الطاقة القصوى التي يكتسبها الأيون تتحقق عندما تكون $r = R$ أي أن :

$$K_{max} = \frac{1}{2} mV_{max}^2 = \frac{1}{2} \frac{(qBR)^2}{m} \quad \dots\dots\dots (9-4)$$

ففي السايكلترون النموذجي يمكن الحصول على أكبر طاقة للبروتون وهي
حوالي 22MeV عندما تكون قيمة B قرابة $2W/m^2$ وفرق الجهد على القطعتين
200KV تقريباً والتردد من 10-12 M.cy./sec. ميكاسايكل بالثانية .

السايكلترون لا يستخدم لتعجيل الالكترونات لان كتلتها صغيرة وتصل الى السرع
النسبية بسرعة أما الايونات الاثقل (البروتونات ، جسيمات ألفا والديوترونات فهي
التي يتم تعجيلها بواسطة السايكلترون ولاتصل الى السرع النسبية بسرعة .

المعجل الخطي Linear accelerator

لقد اقترح العالم أيزنك عام 1924 مفهوم المعجل الخطي الذي يعتمد فكرة تعجيل جسيمات مشحونة في خط مستقيم. أن تعجيل الجسيمات يتم داخل أنابيب معدنية أسطوانية الشكل مربوطة بمجهر فولتية ذي تردد عالي وموضوعة داخل غرفة مفرغة من الهواء كما في الشكل (14-9).

تنبعث الأيونات (البروتونات) من أنبوبة التفريغ الموجودة في أحد طرفي الغرفة لتتعجل عند مرورها في الفراغات الموضوعة بين الأنابيب وليس داخلها حيث أن الجهد داخل الأنبوب يكون ثابتاً. لنفرض الآن أن الأيونات الموجبة تنتقل من اليسار الى اليمين كما في الشكل (14-9)، فإذا كان الجهد الموضوع على الأنبوبة الأسطوانية الأولى موجباً والثانية سالباً فإن الأيونات تتعجل وتنتقل خلال الأسطوانة الثانية بسرعة أكبر من السرعة في الأسطوانة الأولى. أن طول الأسطوانة الثانية وضع بحيث عندما يصل الفراغ بين الأسطوانة الثانية والثالثة يصبح الجهد على الأسطوانة الثالثة سالباً والثانية موجباً. من خلال هذه العمليات تزداد سرعة الأيون وتحصل على طاقة عالية. هناك عدد محدود من هذه المعجلات في مختبرات العالم، ففي المختبر الوطني في بروكهيفن (Brook haven national laboratory) و Long ts land في نيويورك يمكن الحصول على بروتون محدود (50-70 MeV). اما معجل جامعة ستان فورد ومعجل الاتحاد السوفيتي فكلاهما يعطيان 100 MeV حيث يبلغ طول كل منهما ميلين تقريباً.

وهناك كذلك معجلات خطية للألكترونات تختلف اختلافاً كبيراً عن معجلات البروتونات يمكن الحصول بها على الإلكترونات بطاقة 100 MeV

9.10 السنكروترون Synchrocyclotron

يعود السبب في عدم إمكانية الوصول الى قيمة قصوى للطاقة التي يكتسبها الأيون في السايكلوترون المعتاد ذي التردد الثابت، الى أن الكتلة تزداد بزيادة السرعة مما يؤدي الى نشوء اختلاف في الطور بين حركة الأيونات وبين تردد التيار المستعمل لشحن القطعتين. لقد تم التغلب على هذه المشكلة بأستعمال

السايكلوترون ذو تردد مقوم (Frequency-modulated cyclotron) والذي يعرف احياناً بالسنكرو سايكلوترون (Synchrocyclotron) ، حيث تم اختراعه من قبل العالم مكملان (E Mcmillan) وفيكسر (V.Veksler) . أن عمل هذا المعجل يعتمد على الخاصية المعروفة بالأستقرار الطوري (phase Stability) والتي تتصف بها الجسيمات المشحونة المتحركة في المجالات المغناطيسية ذات الاتجاه الثابت والمجالات المغناطيسية الكهربائية ذات التردد المتغير .

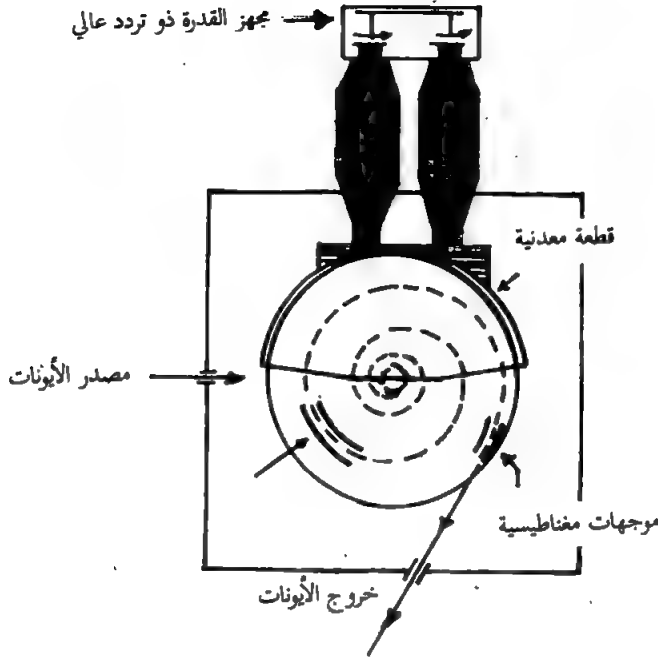
يتألف السايكلوترون ذو التردد المقوم من قطعة معدنية واحدة تشبه حرف ال (D) موضوعة داخل غرفة مفرغة ومثبتة بين قطبي مغناطيسي كهربائي ضخيم كما في الشكل (9-15) . في هذا المعجل يتحرك الأيون في دائرة نصف قطرها أكبر من السايكلوترون الأعتيادي فيصل الى حافة القطعة في زمن أقل . وفي ذلك الزمن يكتسب الأيون طاقة أقل من المعتاد من مجال التيار المتناوب فيعود الى الاتحاد بالطور خلال الدورة او الدورات التالية ومتى عادت الجسيمة الى الاتحاد في الطور مع التيار . استطاعت ان تستمر في المدار نفسه مادام المجال المغناطيسي وتردد الجهد

المستعمل ثابتاً . في الوقت الحاضر يوجد حوالي 20 سايكلوترون ذو تردد مقوم في مختبرات بيركلي (Berkely) كالفورنيا حيث يعمل تعجيل البروتون الى 750MeV أما في مختبر CERN فيعطي 600MeV .

9.10.1 الألكترون سنكروترون (البيتاترون)

Eletron Synchrotron (Betatron)

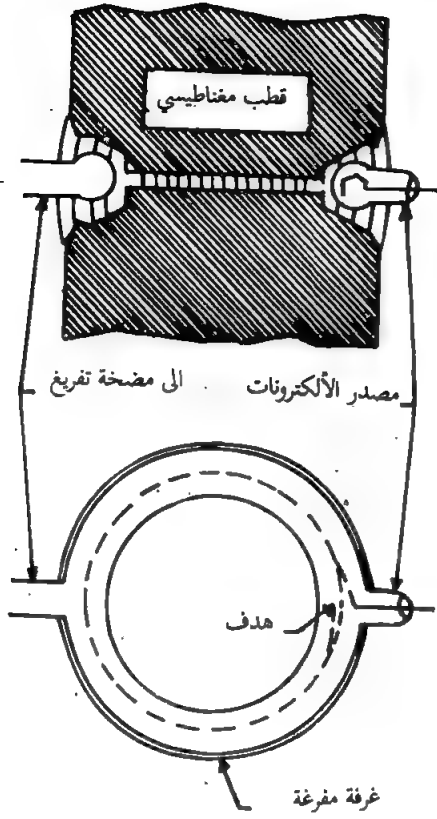
من الممكن تعجيل الألكترون والوصول بها الى طاقات عالية وذلك بأستخدام نوع من المعجلات يطلق عليها الألكترون سنكروترون أو البيتاترون . ففي هذا النوع من المعجلات يتم تحريك الألكترونات في مسارات دائرية الشكل أنصاف أقطارها ثابتة ، بحيث أن الألكترونات تكتسب طاقات إضافية أثناء دورانها وذلك من خلال زيادة شدة المجال المغناطيسي المار بالمدار شكل (9-16) أن أول معجل من هذا النوع أمكن تصنيعه كان من قبل العالم كرست (R.W.Kerst) عام 1940 . أن عمل البيتاترون يستند على أذخال ألكترونات صادرة من خويط مسخن S في أنبوبة دائرية مفرغة ومن ثم أستخدم مجال مغناطيسي متناوب بموازة محور الأنبوبة حيث تنشأ عنه قوتان: الأولى هي القوة الدافعة الكهربائية في مدار الألكترون لتكسبه طاقة



شكل (9-15) نموذج للسكروسايكلوترون أو السايكلوترون ذو التردد المقوم

أضافية والثانية قوة مركزية (تنشأ من تأثير المجال المغناطيسي الذي يكون اتجاهه عامودياً على اتجاه سرعة الألكترون) تجعل الألكترون مستمراً في حركته الدائرية .

في هذا المعجل أستوجب أستعمال السيل المغناطيسي بطريقة تجعل لألكترونات تتحرك في مدار مستقر وثابت نصف قطره R . فالألكترونات تقوم بعدد كبير من الدورات في مسار دائري معين بينما يزداد المجال المغناطيسي المتناوب في شدته من الصفر وحتى نهايته العظمى . وفي كل دورة تكتسب الألكترونات طاقة أضافية تصل بعدها الى الطاقة العظمى . ومن الممكن تغير مدار الألكترونات وذلك بتغير السيل المغناطيسي بصورة مفاجئة ، حيث تتحرك الحزمة الألكترونية لتحل في مدارات أنصاف أقطارها أكبر من سابقتها ومن ثم تسقط على الهدف الذي بدوره يبعث اشعة سينة . هناك في الوقت الحاضر عدد كبير من معجلات الألكترون تم أنشاؤها وتتراوح طاقات حزم الألكترونات فيها من 50 eV وحتى 1.2 MeV .

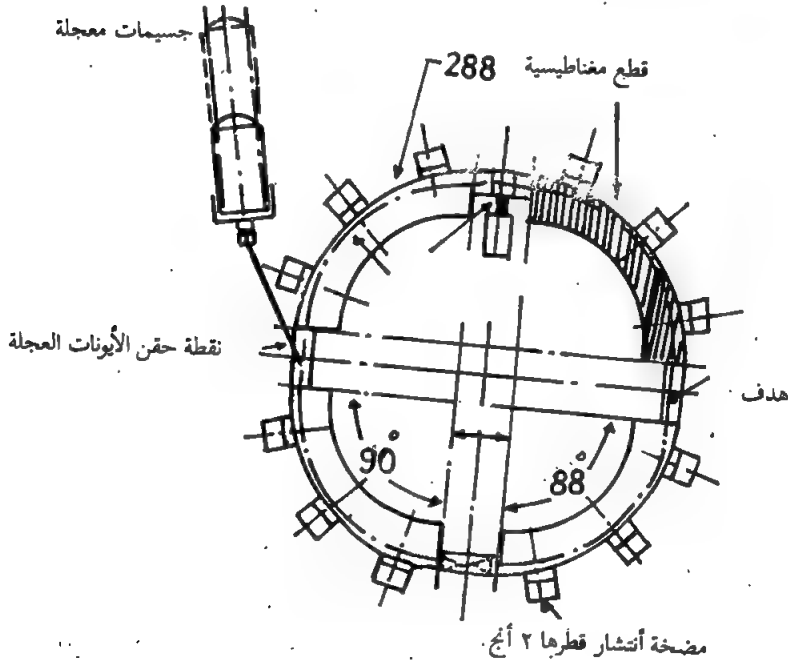


شكل (9-16) نموذج لليناترون (الألكترون سنكروترون) يوضح فيه مسار الألكترون في الأنبوبة.

9.10.2 البروتون سنكروترون Proton Synchrotron

البروتون سنكروترون جهاز أستخدم لتعجيل البروتونات وذلك بطاقات عالية. ففي عام 1952 تم إنشاء أول معجل بروتوني لهذا الغرض وذلك في مختبرات بحوث بروكهيفن حيث وصلت طاقة البروتونات فيه الى 3Gev، أطلق على هذا الجهاز بالكوزموترون (Cosmotron). بعد ذلك وفي عام 1954 حصل تطوراً في البروتون سنكروترون أمكن فيه الحصول على بروتونات طاقتها 6Gev، وأطلق هذا الجهاز بالبيفاترون (Bevatron).

أما آخر سنكروترون بروتوني فقد وصل الى 10Gev كطاقة للبروتونات المعجلة. أن القواعد الأساسية التي يعمل بها السنكروترون البروتوني هي نفس القواعد التي يعمل بها السنكروترون الألكتروني. حيث تدخل البروتونات التي يتم الحصول عليها من معجل فان دكراف الى الأنبوبة المفرغة بطاقة ابتدائية حوالي 10MeV. أن شكل الأنابيب المفرغة حلقية وتتألف من أجزاء مستقيمة متصلة بأجزاء دائرية. الشكل (9-17) يوضح مخططاً للكونزمترون الموجود في بروكهيفن. والسنكروترونات البروتونية هي الآن ضخمة جداً يبلغ وزن المغناطيس فيها 2000 طن وشدة مجالها تتغير من 300 كاوس الى 1400 كاوس. أما قطرة فيلغ 75 قدم.



شكل (9-17) البروتون سنكروترون (الكونزمترون) في بروكهيفن

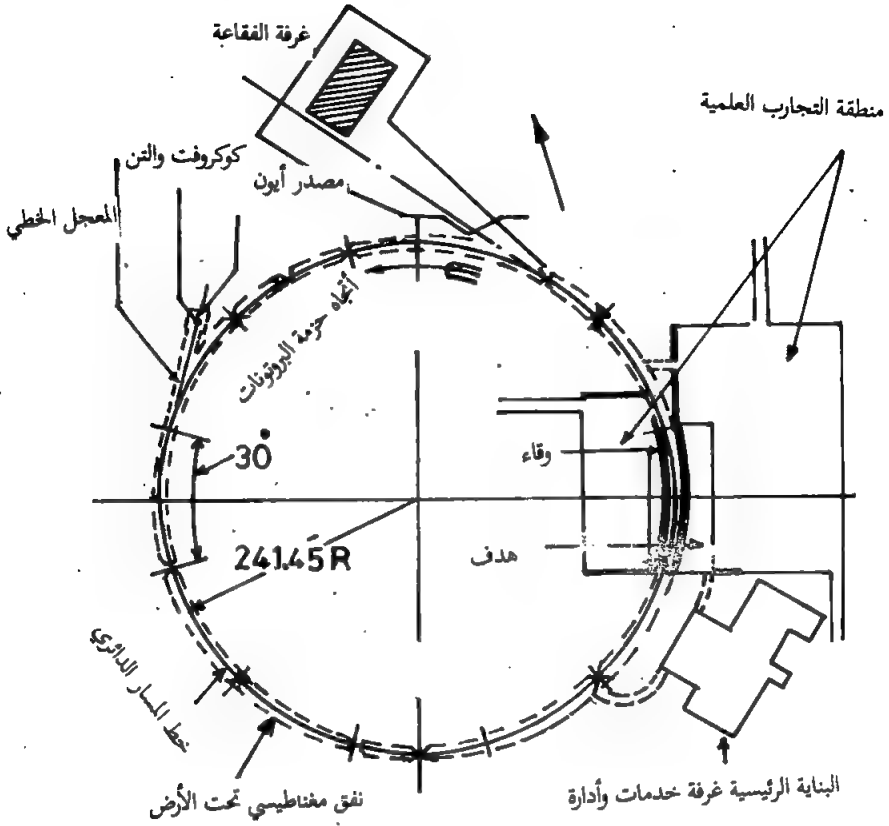
9.11 معجلات انحدار المجال المتناوب

(Alternating-gradient accelerators)

أن الفكرة التي أستند عليها معجل انحدار المجال المتناوب هو استخدام مجال مغناطيسي ثابت تزداد شدته بصورة متناوبة. إن الغرض من إنشاء مثل هذا المعجل هو للوصول الى طاقات أعلى دون استخدام أعداد من المغناط كبيرة الحجم ومكلفة السعر. ففي معجل انحدار المجال المتناوب، (AGS) أستخدمت سلسلة من المقاطع المغناطيسية ووضعت بشكل يجعل الزيادة في المجال المغناطيسي في أحد الجوانب أقوى منه في الجانب الآخر وهكذا تستمر العملية الى أن يصبح التأثير النهائي لهذه الزيادة المتناوبة أعطاء تركز أقوى لمسار الجسيمات في الأنابيب. أن أول (AGS) بروتون سنكروترون بدأ العمل به كان في مركز أبحاث CERN عام 1952 حيث بدأ بالبروتونات معجلة من معجل خطي تصل طاقتها 50 MeV وانتهى بحزمة من البروتونات طاقتها 20 GeV. وفي عام 1960 تم إنشاء معجل آخر من نوع (AGS) في مختبرات بروكهيفن أنتج عنه بروتونات بطاقة تصل الى 30 GeV. الشكل (9-18) يوضح مخططاً لهذا السنكروترون. حيث يبلغ قطرة قرابة نصف ميل ويحوي على 240 قطعة مغناطيس يبلغ وزنها جميعاً 60 طن. أما معجل (AGS) الموجود في سرباخوف (Serpukhov) بالاتحاد السوفيتي فتبلغ طاقة البروتونات فيه 70 GeV وفي المختبر الوطني في باتافيا (Batavia) بالولايات المتحدة فتبلغ طاقة البروتونات فيه 200 GeV.

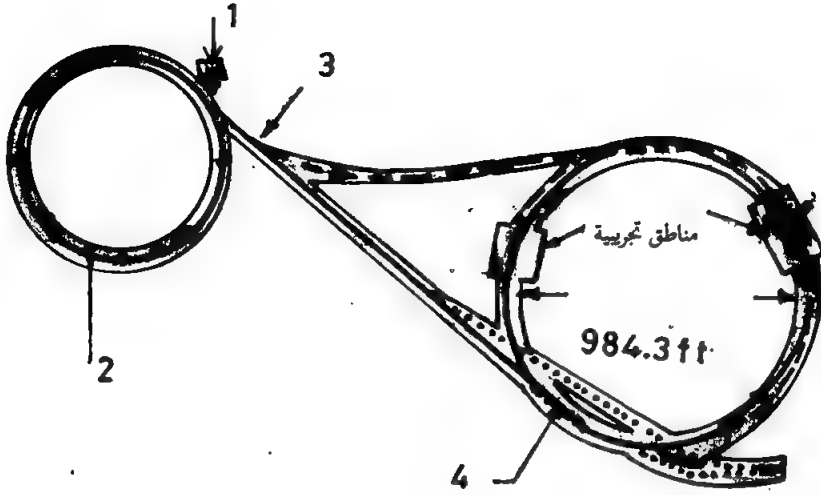
9.12 معجل الحزم المتصادمة Colliding beams accelerator

من خلال طموح الفيزيائيين للوصول الى طاقات عالية، قام الباحثون والعلماء في مركز الأبحاث CERN يوضع فكرة عظيمة لإنشاء معجل قد تصل طاقته الى اكثر من 2000 GeV. شكل (9-19) يوضح مخططاً لهذا المعجل حيث يمكننا تقسيم المراحل التي يتم بها التعجيل الى أربع مراحل. ففي المرحلة الأولى تستخدم بروتونات معجلة من قبل معجل خطي تبلغ طاقتها 50 MeV. وفي المرحلة الثانية تعجل البروتونات المقذوفة من المعجل الخطي في بروتون سنكروترون حتى تصل



نموذج لمعجل المصادم المتناوب (AGS) والموجود حالياً في المختبر الوطني في بروكهيفن:

طاقتها الى 28GeV ومن ثم تخرج على شكل حزمة طاقة البروتونات فيها 28GeV. وفي المرحلة الثالثة يتم وضع مغناطيس كبير وذلك لفصل حزمة البروتونات الى حزمتين حيث ترسل في اتجاهين مختلفين الى خندق مفرغ كما في شكل (19-9). أما في المرحلة الرابعة فتحاول قطع المغناطيس الموضوعة حول الخندق من جعل هاتين الحزمتين تدوران وتتعاجلان خلال دائرة يبلغ قطرها ميلاً واحداً. اذ تلتقي الحزمتان في عدة نقاط مختلفة منتجة طاقة عالية تقدر بين 1500GeV الى 100000GeV.



الى غرفة الفقاعة

شكل (9-19) مخطط لمعجل الحزم المتصادمة

- 1 — بروتونات معجلة بواسطة معجلات خطية ولغاية 50MeV .
- 2 — بروتونات معجلة بواسطة بروتون سنكوترون لغاية 28GeV .
- 3 — نقطة انفصال حزمة البروتونات المعجلة في اتجاهين متعاكسين .
- 4 — قطع مغناطيسية لتوجيه مسارات البروتونات .



الفصل العاشر

الجسيمات الأولية Elementary Particles

10.1 المقدمة

منذ القدم كانت هناك دائماً رغبة لدى الفيزيائيين لايجاد قواعد في بناء مجاميع او صفوف (Building Blocks) تتألف منها المادة وكذلك القوى التي اجزاء المختلفة من المادة. ولنتقدم الآن بأعطاء نبذة تاريخية مختصرة عن كيفية بدء العلم باكتشاف المادة. في عام 1808 وضع دالتن Dalton النظرية الذرية للمادة على اعتبار ان الذرة هي اصغر جزء في المادة. بعد ذلك وفي عام 1900 بدأ العلماء يفكرون بما هو تحت الذرة وتركيب الذرة، حيث ساعدهم بذلك اكتشاف الالكترونات عام 1897 من قبل تومسون Thomson، ومن ثم اكتشاف النيوترون من قبل جادوك (Chadwick) عام 1932. ففي بداية الثلاثينيات بدأ العلم يعرف اربع جسيمات اساسية فقط هي البروتون، الالكترون، النيوترون واخيراً الفوتون والذي يطلق عليه (كم الاشعاع الكهرومغناطيسي). هذه الجسيمات اطلق عليها في ذلك الوقت بالجسيمات الأولية او الاساسية (Elementary particles). وبجهود علمية متواصلة تم اكتشاف عدد اخر من الجسيمات الأولية بلغ مجموعها 14 جسيمة أولية حتى عام 1947. ويتقدم العلم وتطور الاجهزة وبناء المعجلات تم التوصل الى 32

جسيمة اولية حتى عام 1957. ومنذ ذلك الوقت ولحد الآن لازال البحث مستمراً والاكتشافات زادت من عدد الجسيمات الاولى حيث يتضح انه لا توجد نهاية لها كلما تطور العلم والتكنولوجيا ومنها (١) توفر المعجلات ذات الطاقات العالية (٢) الانواع الحديثة من الكواشف (٣) طرق تحليل النتائج وخاصة الحاسبات الالكترونية المتطورة. ونسأل الان ماهي الجسيمات الاولى؟ كان يطلق عليها سابقاً بالجسيمات الاولى لانها جسيمات منفردة غير مركبة مع بعضها ولا تحوي على جسيمات اخرى. لكن هذا التعريف لم يعد صحيحاً الآن حيث ان عدداً من الجسيمات التي يطلق عليها بالجسيمات الاولى اظهرت انها مركبة البناء.

في هذا الفصل سنستعرض اولاً وبأختصار الظروف التي ادت الى اكتشاف مختلف الجسيمات الاولى ومن ثم تصنيفها واطهار خواصها، ثم نتعرف على طبيعة القوى التي تربط هذه الجسيمات عندما تكون مع بعضها واخيراً سنعرض الى النماذج النظرية التي ساعدت في اكتشاف العديد من هذه الجسيمات. اما القسم الاخير من هذا الفصل فسيعرض نبذة مختصرة عن الاشعاع الكوني وذلك لما له ارتباط بموضوع الجسيمات الاولى.

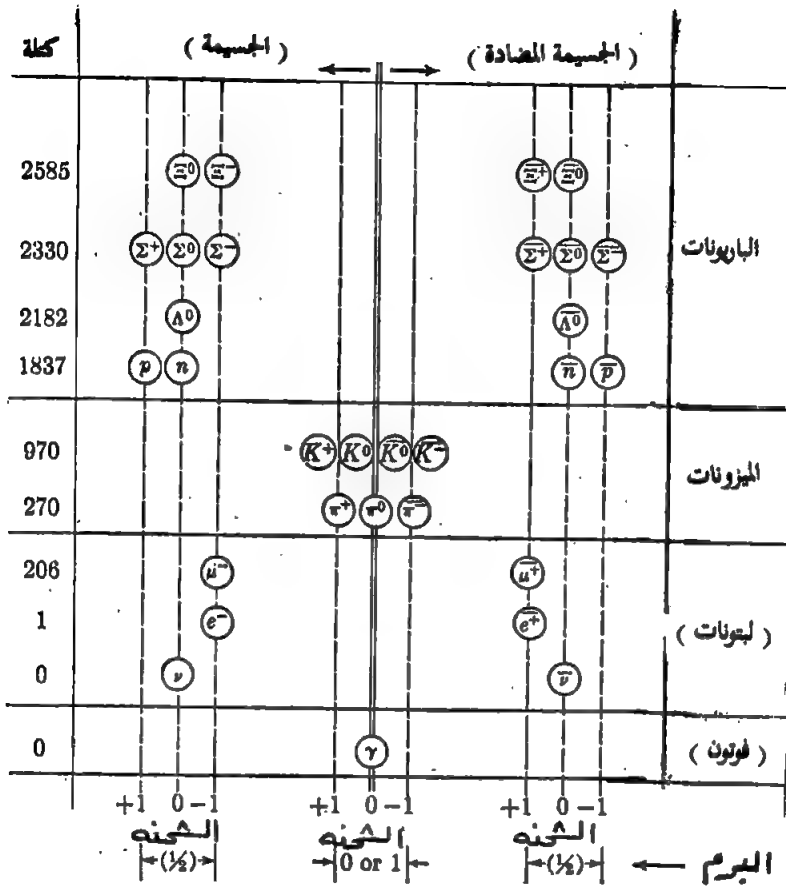
(10.2) كيفية توزيع اول 32 جسيمة اولية:

جدول (10-1) يعرض ال 32 جسيمة اولية والتي تم التعرف عليها حتى عام 1957. ان جميع الجسيمات الموجودة بالجدول تم توقعها نظرياً ومن ثم اكتشافها عملياً قبل عام 1957 ماعدا جسيمات النيوتريينو والنيوتريينو المضاد ($\bar{\nu}_e$), ($\bar{\nu}_\mu$). ان خواص هذه الجسيمات وكذلك طرق اكتشافها سوف نتكلم عنها فيما بعد بصورة مفصلة.

ان الجسيمات اعلاه تم تقسيمها الى اربع مجاميع:

(a) مجموعة الباريونات Baryons group

ان عدد هذه الجسيمات هو 16 جسيمة. جميعها لها كتلة سكون مساوية الى او اكبر من كتلة سكون البروتون [938 MeV »].



جدول (10-1) ترتيب الجسيمات الأولية حتى عام 1957

ثمانية (8) جسيمات يطلق عليها الباريون وهم: البروتون (Proton) (P^+)، النيوترون (n^0)، لدا (Λ^0) (Lambda)، سكما موجب (Σ^+)، سكما متعادل (Σ^0) (Sigma Zero)، سكما سالب (Σ^-) (Sigma Minus)، Xi المتعادل (Ξ^0)، Xi سالب (Ξ^-)،

كل جسيمة باريونية لها جسيمة مضادة يطلق عليها الباريون المضاد (antibaryons). اي ان هناك ثمانية باريونات مضادة كما هو في الجدول (10-1). (الجسيمة المضادة يمكن كتابتها بأن يوضع خط افقي فوق رمز الجسيمة وذلك للدلالة على الجسيمة المضادة) جدول (10-2) يوضح كذلك بعض خواص هذه الجسيمات مثل معدل العمر ونتائج الانحلال حيث يلاحظ ان معظم هذه الجسيمات غير مستقرة.

(b) مجموعة الميزونات Mesons group

ان عدد الجسيمات في هذه المجموعة هو (7) سبعة جسيمات. بصورة عامة هي أخف من الباريونات، حيث تتراوح كتلة السكون ($m_0 C^2$) فيها بين 130-500 MeV ثلاث من هذه الجسيمات يطلق عليها الباى ميزون (Pi mesons) وتمثل بـ (Π^+) الموجب (Π^-) السالب و (Π^0) المتعادل. اما الاربع الاخرى فيطلق عليها الكاي ميزون (K-mesons) وتمثل بـ (K^+ , K^- , K^0 , \bar{K}^0). جدول (10-2) يوضح ايضاً خواص هذه الجسيمات، حيث يلاحظ كذلك ان جميع هذه الجسيمات غير مستقرة.

(C) مجموعة اللبتونات Leptons group

تضم هذه المجموعة جسيمات يبلغ عددها ثمانية (8). لها كتلة سكون اقل من تلك في الميزونات، حيث تتراوح كتلة السكون فيها بين 0-130 MeV. اربع من هذه الجسيمات تمثل اللبتونات (Leptons) وهي الالكترون (e^-) (electron)، الميوميزون السالب (Mu-Minus Meson) (μ^-)، الكترن نيوترينو (ν_e)، وميون نيوترينو (ν_μ). كذلك هناك اربع جسيمات تمثل اللبتونات المضادة وهي e^+ , μ^+ , ν_e^+ , ν_μ^+ على التوالي جدول (10-2) يوضح خواص هذه الجسيمات.

جدول (10-2) خواص أول 32 جسيمية أولية

ناتج الاضمحلال	عمر النصف	الزخم	كتلة السكون الجسيمية المعتادة الجسيمية
$\Lambda^0 + \pi^-$	1.3×10^{-10}	$\frac{1}{2}$	Ξ^-
$p + \pi^0, n + \pi^+$	1.5×10^{-10}	$\frac{1}{2}$	Ξ^0
$n + \pi^-$	1.6×10^{-10}	$\frac{1}{2}$	Σ^-
$\Lambda^0 + \gamma$	$< 0.1 \times 10^{-10}$	$\frac{1}{2}$	Σ^0
$p + \pi^-, n + \pi^0$	0.8×10^{-10}	$\frac{1}{2}$	Σ^+
$p + e^- + \bar{\nu}_e$	2.5×10^{-10}	$\frac{1}{2}$	Λ^0
	932 ± 14	$\frac{1}{2}$	n^0
	Stable	$\frac{1}{2}$	\bar{p}
	6×10^{-8}	0	\bar{K}^0
	1×10^{-8}	0	K^+
	1.2×10^{-8}	0	K^0
$\mu^+ + \nu_\mu, \pi^+ + \pi^0, \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	494	0	\bar{K}^-
$\pi^+ + \pi^0 + \pi^0, \mu^+ + \nu + \pi^0, e^+ + \nu + \pi^0$		0	K_1^0
$\pi^+ + \pi^-, \pi^0 + \pi^0, \pi^-, \pi^- + e^- + \bar{\nu}_e$		0	K_2^0
$\pi^- + e^+ + \nu_\mu, \pi^+ + \mu^- + \nu$		0	π^+
$\pi^- + \mu^+ + \nu_\mu, \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \pi^0$	139.6	0	π^0
$\mu^+ + \nu_\mu$	135	0	π^-
$\gamma + \gamma$	2.3×10^{-16}	0	
$e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$	105.66	$\frac{1}{2}$	μ^+
	0.51	$\frac{1}{2}$	μ^-
	Stable	$\frac{1}{2}$	e^+
	Stable	$\frac{1}{2}$	$\bar{\nu}_e$
	Stable	$\frac{1}{2}$	ν_μ
	Stable	1	γ

(d) الفوتون Photon

الفوتون كما نعرفه عبارة عن « كم » الإشعاع الكهرومغناطيسي وهو ذو كتلة سكون مساوية الى صفر. الفوتون نفسه يمثل الجسيمة المضادة حيث له مواصفات خاصة به .

ان تقسيم الجسيمات الأولية الى مجاميع اربع اعتمد بالاساس على القوى التي بواسطتها تتعامل هذه الجسيمات مع بعضها البعض او مع جسيمات اخر .

(10.3) اكتشاف الجسيمات الأولية :

سوف نستعرض الان نبذة تاريخية عن اكتشاف الجسيمات الأولية والشروط التجريبية التي ساعدت على ذلك :

اولاً : الالكترون ، الفوتون ، النيوترون والبروتون (e^- , γ , n , p) :

في الثلاثينات كانت اربع جسيمات فقط معروفة وهي الالكترون ، الفوتون ، النيوترون والبروتون . فالالكترون تم اكتشافه من قبل ثومسن J. Thamsom عام 1897 حيث يمتلك كتلة سكون تبلغ 0.51 MeV ، ووحدة الشحنة السالبة وبرم (1/2) . البروتون تم اكتشافه من قبل رذرفورد E. Rutherford عام 1919 حيث له كتلة سكون تبلغ 938 MeV ، ووحدة الشحنة الموجبة وبرم (1/2) . اما اكتشاف النيوترون فقد كان من قبل جادويك Chadwick عام 1932 . حيث حول هذا الاكتشاف الى مفهوم تركيب النواة وكون نموذج « البروتون — نيوترون » للذرة . كتلة سكون النيوترون اكبر من كتلة البروتون بمقدار (1.5 MeV) ، ليس له شحنة (متعادل) ، وبرم (1/2) .

الالكترون والبروتون هما جسيمتان مستقرتان . النيوترون ، اذا كان موجوداً داخل النواة فهو مستقر ايضاً ، اما اذا وجد بصورة طليقة فهو غير مستقر وينحل بعمر نصف قدره 15.5 دقيقة الى بروتون والكترون ونيوترينو مضاد ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) . في عام 1904 برهن انشتاين Einstein على وجود

الفوتون والذي اعتبر كما اسلفنا سابقاً « بكم » الاشعاع الكهرومغناطيسي . حيث ان الفوتون جسيم مستقر ، له كتلة سكون مساوية الى صفر ويرم (1) .

ثانياً : البوزترون (e⁺) Positron

وكما تم شرحه في الفصل الثامن ، فإن البوزترون اقترح نظرياً من قبل ديراك (Dirac) واكتشف عملياً من قبل اندرسون (Anderson) عام (1932) وذلك من خلال صورة التقطت لغرفة السحاب (cloud Chamber) ، حيث شاهد زوج من « الالكترن — بوزترون » . للبوزترون خواصاً مشابهة لخواص الالكترن وذلك من حيث الكتلة والبرم . ماعدا شحنته موجبة . البوزترون في غياب الالكترن يكون مستقراً ، لكن عند ترابطهما فإن الالكترن والبوزترون يندثران (annihilates) وتظهر فوتونات بطاقة 0.51 MeV . لذا فإن البوزترون هو الجسيمة المضادة للالكترن .

ثالثاً : انيوترينو والنيوترينو المضاد المرافق للالكترن . (e⁻, $\bar{\nu}_e$)

في عام 1930 قدم باولي (W,Pauli) هذه الجسيمات وذلك لتفسير حفظ الزخم الخطي ، الزخم الزاوي والطاقة في انحلال جسيمات بيتا بعدها تم استخدامها من قبل فرمي E. Fermi عام 1934 وذلك لتكوين نظرية جسيمات بيتا بصورة ناجحة . هذه الجسيمات تشارك في انحلال جسيمات بيتا حسب المعادلات التالية :

$$n \xrightarrow[\beta^-]{\text{انحلال}} p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$p \xrightarrow[\beta^+]{\text{انحلال}} n + e^+ + \nu_e \dots\dots\dots(10-1)$$

$$p + e^- \xrightarrow[\text{الالكترن}]{\text{مسك}} n + \nu_e$$

من خواص هذه الجسيمات ، ان لها كتلة سكون مساوية الى صفر ، ليس لها شحنة وتملك برماً قدره (1/2). تم التأكد من وجود هاتين الجسيمتين عملياً وذلك عام 1957 من قبل رينز فردريك (F.Reines) وكلايد كاوان (Clyde Cowan) ومن خلال التفاعل التالي : $(P^+ + \bar{\nu}_e \rightarrow n^0 + B^+)$ (تم شرح ذلك في فصل سابق).

رابعاً : الميونيزون (μ^+, μ^-) ، النيوتريو والنيوترينو المضاد المرافق للميون ($\bar{\nu}_\mu, \nu_\mu$)

وضع ياكوا Yukawa عام (1935)، مستخدماً اقتراح هايزنبرك فرضية القوة النووية بين نويتين وقد عبر عن هذه القوة، كما قلنا سابقاً في الفصل الثاني، بوجود جسيمة خيالية من نوع جديد اطلق عليها الميزون. حتى نهاية الاربعينات، كان المصدر الوحيد للجسيمات ذات الطاقة العالية هو الاشعة الكونية (Cosmic rays) والتي سوف نتكلم عنها في نهاية الفصل). وبأختصار الاشعة الكونية تتكون من مركبتين يطلق على الاولى بالمركبة الضعيفة (Soft Components) والتي تحوي على الالكترونات والبوزترونات والثانية بالمركبة القوية (hard Components) والتي تحوي على الميزونات والجسيمات الاخرى. عدد كبير من الباحثين ساهم في دراسة الاشعاع الكوني مستخدمين طرقاً مختلفة واجهزة مختلفة، ومن خلال بحوثهم تم العثور على جسيمات لها قابلية تأيين اقل من البروتونات، ومن خلال البحث ايضاً تم التعرف على شحنة هذه الجسيمات فهي اما ان تكون موجبة (وحدة الشحنة الموجبة) او سالبة (وحدة الشحنة السالبة) وكتلتها مساوية الى ($207 m_e$) تقريباً. في البداية اطلق على هذه الجسيمات بالميزونات لكن عند اكتشاف الباي ميزون (Pi-Meson) اطلق عليها الميونيزون (mu-meson) او الميونات (Muons) وهي (μ^-, μ^+).

الميونات جسيمات غير مستقرة فهي تنحل بمعدل زمني قدره 2.2×10^{-6} ثانية. احد نواتج هذا الانحلال هو الالكترزون حيث تتراوح طاقته بين (9-55 MeV)، وهذا معناه ان انحلال جسيمات الميون من نوع الانحلال الى ثلاث جسيمات (3-body decay)

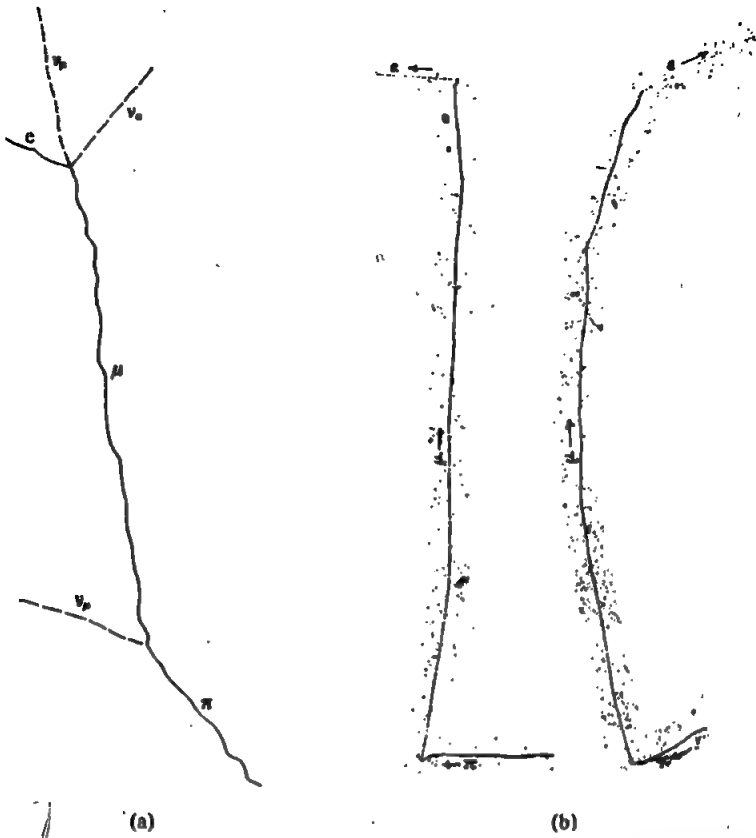


يلاحظ من المعادلة اعلاه بأن النيوتريـنو V_u يعود الى نوع الميزون اما النيوتريـنو المضاد فإنه يعود الى نوع الالكـترون . فإذا اجتمع النيوتريـنو والنيوتريـنو المضاد من نفس النوع ، اي ان ، (\bar{V}_u, V_u) ، (\bar{V}_e, V_e) ، حدثت عملية الفناء وانتاج اشعة كاما . كتل كل من V_u, \bar{V}_u مساوية الى صفر تقريباً ان جميع الجسيمات مثل (μ^+, μ^-) ، (e^+, e^-) ، (\bar{V}_e, V_e) ، (\bar{V}_u, V_u) لها برم $(1/2)$ وتنتمي كما قلنا سابقاً الى عائلة اللبتون (Leptons) .

خامساً: الباي ميزون (Pi-mesons) : (π^+, π^-, π^0)

وسوف نتطرق الان الى احدى الجسيمات المهمة وهي من مجموعة الميزونات ويطلق عليها الباي ميزون . في عام 1947 قام عدد من الباحثين امثال C Powell, Occhialini, C Lattes بتعريض صفائح من مستحلب نووي الى الاشعة الكونية وذلك في ارتفاعات عالية ، حيث تم الحصول على مسارات من النوع الموجود في شكل (10-1) . وبعد دراسة هذه الاشكال اتضح ان معدل زيادة كثافة النشاط الموجودة على مسار الجسيمة في القسم الاول هو جسيمة مشحونة كتلتها اكبر من كتلة الالكـترون بمئات المرات . وان هذه الجسيمة تنحل الى جسيمة اخرى مشحونة كتلتها ايضاً اكبر من كتلة الالكـترون بمئات المرات ، بعدها تنحل الجسيمة الثانية الى الالكـترون . لقد تم التوضيح بعد ذلك بأن الجسيمة الاولى هي الباي ميزون او البايون (Pi-meson) اما الثانية فهي الميوميزون او الميون والذي تكلمنا عنه قبل قليل .

الباي ميزون هي نفس الجسيمة التي اقترحت من قبل ياكوا Yukawa عام 1935 وذلك لتفسير القوة النووية . وهي عادة تظهر بثلاثة اشكال الموجب (π^+) ، السالب (π^-) والمتعادل (π^0) . كتل السكون الى π^+, π^- هي $273 m_e$ و π^0 هي $265 M_e$. اما قيمة البرم لجميع الباي ميزون فهو صفر . ان انحلال البايون المشحونة (π^\pm) يكون الى الميون (μ^\pm) ، وبما انه لا يقذف اي فوتون من هذا الانحلال كجسيم ثانٍ فقد اقترح ولحفظ الزخم والطاقة ان تقذف جسيمة اخرى في نفس وقت انحلال البايون . عرفت هذه الجسيمة بعد ذلك بالنيوتريـنو . اذن عمليات الانحلال يمكن تمثيلها كما يلي :



شكل (10-1) الانحلال المتعاقب للبايون والميون $(\pi \rightarrow \mu \rightarrow e)$ مخطط للانحلال ، (b) صورة لمسارات الجسيمات .

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_{\mu}$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

.....(10-3)

في عام 1950 قام عدد من الباحثين من جامعة كاليفورنيا بإنتاج البايونات ايضاً وذلك من خلال قصف هدف الهايدروجين او البليوم beryllium بأشعة سينية طاقتها 380 MeV مؤخوذة من سنكروترون ، وكما يلي :

$$h\nu + p \rightarrow \pi^0 + p$$

$$h\nu + p \rightarrow \pi^+ + n$$

$$h\nu + n \rightarrow \pi^- + p$$

.....(10-4)

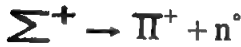
10.4 الجسيمات الغريبة Strange Particles

ان جميع الجسيمات التي سوف يتم عرضها بعد قليل تقع ضمن مجموعة الباريونات ماعدا الـ (K-mesons) فهو يقع ضمن مجموعة الميزونات. ففي عام 1947 ومن خلال التجارب التي كانت تجري في مختبرات الاشعة الكونية بجامعة مانشستر تعرف كل من روجستر G-Rochester وبتلر C.Butler على جسيمات لها خواص غير مألوفة وذلك في غرفة الغيوم. فقد كانت هذه الجسيمات مع مجموعة اخرى من جسيمات ناتجة من تفاعل الاشعة الكونية مع صفائح الرصاص الموضوعة في غرفة الغيوم. هذه الجسيمات كانت تشبه الحرف (V) لذا اطلق عليها جسيمات (V). الشكل (10-2) يعرض صوراً لمسارات مثل هذه الجسيمات، الصورة الاولى تعود الى جسيمة متعادلة بحيث لا يوجد لها اي اثر لمسار فوق صفائح الرصاص لكنها تنحل مباشرة الى جسيمتين مشحونتين. اطلق على هذه الجسيمة المتعادلة بجسيمة « لمدا » (Lambde particle)، ووجد انها تنحل الى بروتون وباي ميزون سالب



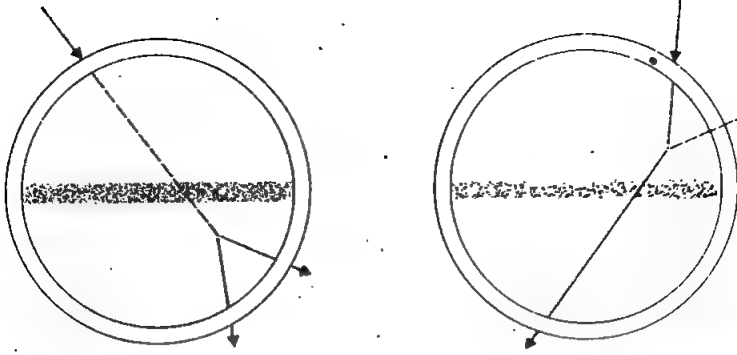
.....(10-5)

اما الصورة الثانية من شكل (10-2) فتعود الى جسيمة مشحونة غير معروفة، قد تنحل الى جسيمة اخرى مشحونة زائداً جسيمة متعادلة. اطلق على هذه الجسيمة بجسيمة « سكما الموجية » (Positive Sigme particle)، ووجد انها تنحل الى باي ميزون موجب ونيوترون

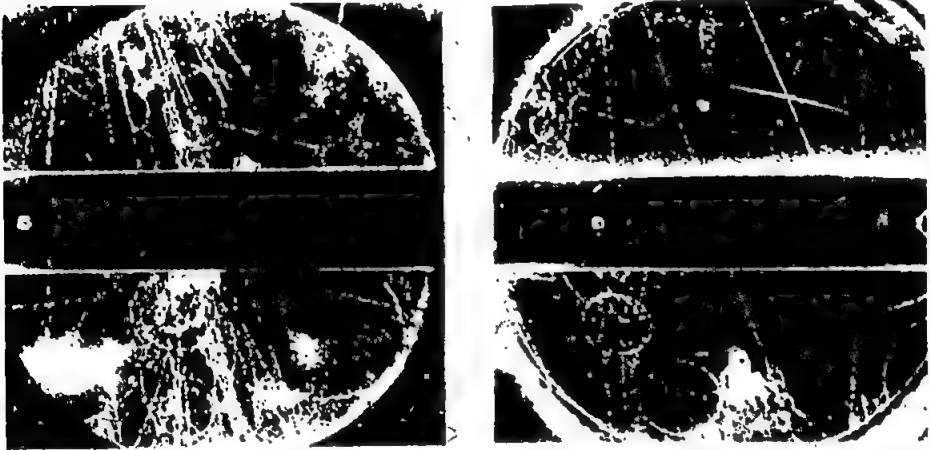


.....(10-6)

هناك، بحوث وتحريات متعددة ادت الى اكتشاف عدد كبير من الجسيمات الجديدة. هذه الجسيمات صنف الى مجموعتين نسبة الى كتلهم. المجموعة الاولى: يطلق عليها الهايرونات (Hyprons) وهي جسيمات لها كتلة اكبر من كتلة البروتون مثل « لمدا » (Λ^0)، سكما (Σ^0)،



(a)



(b)

شكل (10-2) (a) مخطط لانحلال جسيمة لمدا $(\Lambda^0 \rightarrow P^+ + \Pi^-)$ والجسيمة سكما $(\Sigma^+ \rightarrow p + \Pi^+)$ صورة غرفة السحاب للحديث اعلاه

Xi ، الموجبة والمتعادلة (Ξ^0, Ξ^-) والجسيمات المضادة لجميع (Σ^+, Σ^-) الجسيمات اعلاه (anti-hyperons) اما المجموعة الثانية: فيطلق عليها الميزونات الثقيلة (Heavy mesons) وهي جسيمات اقل من الباي ميزون واخف من البروتون مثل (K-mesons) وتعرف بأربعة انواع K^0, K^+, K^-, K^0 . الان وقبل التحدث عن هذه الجسيمات وطرق اكتشافها وخواصها سوف نسأل السؤال التالي. لماذا اطلق على هذه الجسيمات بالجسيمات الغريبة؟.

كما اوضحنا سابقاً ان جميع هذه الجسيمات هي جسيمات غير مستقرة وتنحل الى جسيمات اخرى، وقد لوحظ ان زمن انحلال هذه الجسيمات له خاصية معينة، فأستناداً للنظرية، نتوقع ان يكون زمن انحلال هذه الجسيمات في حدود 10^{-23} ثانية والسبب هو انها تكونت بواسطة التفاعلات النووية الشديدة (Strong interaction). لكن ظهر عملياً ان زمن انحلالها بين 10^{-8} الى 10^{-10} ثانية. وهو حدود الجسيمات المتكونة بواسطة التفاعلات الضعيفة (weak interaction) [التفاعل الضعيف — القوة التي تسيطر على تكوين وانحلال مجموعة اللبتون].

وبصورة عامة تتكون هذه الجسيمات بواسطة التفاعلات الشديدة لكنها تنحل بواسطة التفاعلات الضعيفة، اذن فهي تعيش 10^5 بليون مرة اطول مما يجب ان تكون عليه. ان الجسيمات التي تتكون بواسطة التفاعلات الشديدة يجب ان تنحل بواسطة التفاعلات الشديدة، لهذا السبب اطلق عليها بالجسيمات الغريبة.

ولتفسير هذه الظاهرة قدم بيز (A.Pais) ومجموعة من الباحثين فرضية اطلق عليها « التكوين المشترك » (associated production). حيث تنص هذه الفرضية على ان هناك اكثر من جسيمة تتولد في وقت التكوين بواسطة التفاعل الشديد مثل (جسيم K وجسيم \bar{K}) او (جسيم K والهائرون). ان احتمال ظهور احدى هذه الجسيمات بعد التكوين مباشرة وقبل ان تنحل قليل جداً. لذا فأن الجسيمة الغريبة الاخرى والمتكونة بواسطة التفاعل الشديد ليس لها طاقة كافية للانحلال بواسطة تفاعل شديد. وهذا يفسر التناقض الحاصل بين النظرية والنتائج العملية التي قسمت الانحلال على اساس التفاعل الضعيف كون زمن انحلالها اطول مما هو متوقع وكما ذكرنا اعلاه.

اما الان فسوف نستعرض خواص وطرق اكتشاف هذه الجسيمات بصورة مفصلة.

اولاً: الكاي ميزون K -mesons (K^+ , K^- , K^0 , \bar{K}^0)

اول من اكتشف الكاي ميزون المشحون كان C.Powell وذلك في عام 1949. حيث اوضحت الصورة المؤخوذة من المستحلب النووي مسارات انحلال الكاي ميزون. ينحل الكاي ميزون الى ثلاثة بايونات وكما يلي:

$$K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^{\pm} + \pi^{\mp} \quad \dots\dots\dots (10-7)$$

K^+ (الكايون الموجب) ، K^- (الكايون السالب) تكون كتلتاهما مساوية الى $(964 m_e)$ تقريباً وكذلك برمهما مساوياً الى صفر وان معدل العمر هو 10^{-8} ثانية . اما الكايون المتعادل (K^0) فهو يمتاز بصفة وهي ان له جسيمة مضادة (\bar{K}^0) ليست مماثلة له في الخواص . والسبب في عدم التماثل او الاختلاف درس من قبل Gell-mann كلمان وباز Pais ، حيث ان كلا K^0 ، \bar{K}^0 يتألفان من خليط مختلف من جسيمات اخرى هي K_1^0 ، K_2^0 ، K_1^0 تنحل بعد زمن 1×10^{-10} ثانية و K_2^0 تنحل بعد زمن 6×10^{-8} ثانية .

ثانياً : الهايرونات Hyprons :

كما اسلفنا سابقاً تمثل هذه المجموعة الجسيمات التالية لمدا (Λ^0) ، سكما (Σ^+ ، Σ^-) و (Ξ^0 ، Ξ^-) حيث ان هذه الجسيمات اساساً اكتشفت من خلال التجارب التي اجريت في الاشعة الكونية وعرفت بصورة اكيدة في عام 1956 وذلك بعد ان وضع كل من كلمان M.Gell-Mann ونشجاما K.Nishijima بصورة منفردة نظريتهما حول هذه الجسيمات . ان خواص هذه الجسيمات موضحة في الجدول (10-2) ، حيث يلاحظ من خلال الجدول ان جميع الهايرونات هي اقلل من النويات (Nucleons) (البروتون او النيوترون) ، ماعدا Ξ^- فهي اقلل جسيمة في هذه المجموعة حيث تبلغ كتلتها $(258 m_e)$ تقريباً .

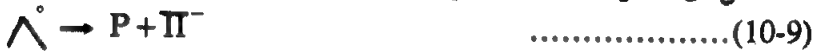
جسيمات الـ Ξ يطلق عليها ايضاً بالجسيمات المتسلسلة او المتعاقبة (Cascade particles) لانها تمر بعدد من الانحلالات قبل ان تستقر . ان جميع الهايرونات تملك برماً مساوياً الى $(1/2)$ وجميعها كما قلنا سابقاً انها جسيمات غريبة ، وهذه معناه انها تنحل بتفاعل ضعيف فيما عدا جسيمة Σ^0 فهي تنحل ايضاً بواسطة التفاعل الكهرومغناطيسي وكما يلي : ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$) .

لقد تم انتاج هذه الجسيمات مختبرياً وذلك باستخدام معجلات ذات طاقات عالية . فجسيمة « لمدا » مثلاً هي اول جسيمة انتجت عام 1953 من قبل فاولر Foulner و مجموعة من الباحثين في هذه التجربة تم اسقاط حزمة من جسيمات

الباي ميزون السالب طاقتها 1.5GeV على هدف يمثل غرفة غيوم حاوية على الهايدروجين تحت ضغط 18 جو فحصل التعامل التالي:



Λ^0 المتولدة من التعامل اعلاه تستطيع ان تقطع مسافة (0.65cm) داخل الغرفة قبل ان تنحل الى البايون السالب π^- والبروتون



وبالمثل، وبأستخدام حزمة من الباي ميزون الموجب تمكنوا من انتاج جسيمة سكما (Σ) من التعامل التالي:



10.5 الجسيمات المضادة antiparticles

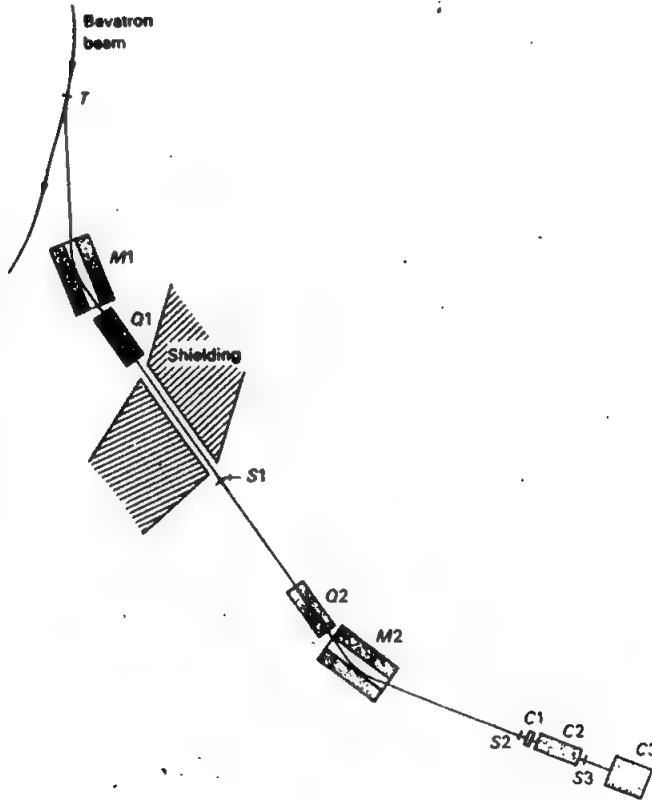
كما اشرنا سابقاً، ومن خلال شرحنا للمجاميع الاربعة، ان لكل جسيمة — جسيمة مضادة لا تختلف عنها بالخواص كثيراً. نسبة الى نظرية ديرال* (Dirae) حول الجسيمة المضادة فأنا سوف نتكلم اولاً عن النويات المضادة (antinucleons) وبعد ذلك سوف نتكلم عن الهايرونات المضادة (antihyprons).

فبالنسبة للنويات المضادة، نبدأ بالبروتون الذي له جسيمة مضادة (antiproton) لها نفس كتلة ورم البروتون، عدا ان شحنتها سالبة وبذلك يكون العزم المغناطيسي لها معاكساً للعزم المغناطيسي للبروتون. البروتون المضاد يكون مستقراً، وعندما يرتبط مع البروتون يحصل لهما الفناء (annihilation).

لقد استمر البحث عن البروتون المضاد سنوات طويلة. ففي عام 1955 استخدم العالم جمبلن a Chamberlain وعدد من الباحثين حزمة من البروتونات طاقتها 6GeV من معجل bevatron في جامعة كاليفورنيا للحصول على البروتون المضاد وذلك من تصادم بروتون مع بروتون

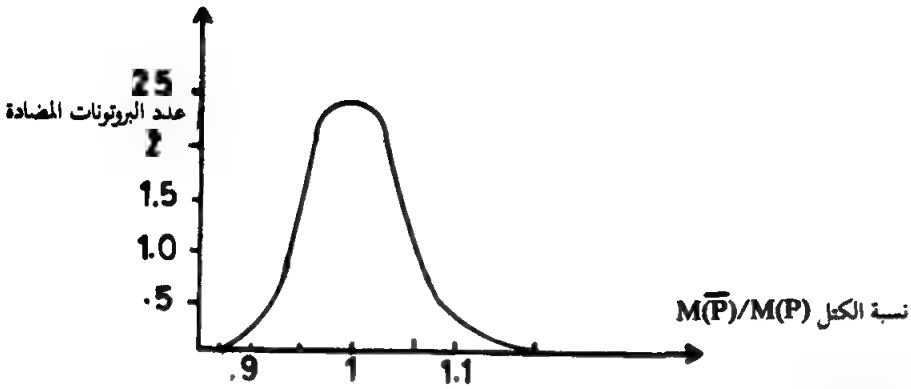


الشكل (10-3) يوضح مخططاً للتجربة المستخدمة من قبل المجموعة لانتاج البروتون المضاد. فعندما تصطدم البروتونات المعجلة مع بروتونات الهدف يتولد عدد كبير من الجسيمات، فمثلاً هناك لكل زوج من البروتون — والبروتون المضاد المتولد، (100.000) ميزون تقريباً يتولد في نفس الوقت. التجربة اعلاه تحوي على عدد من المغناط (M) وعدادات وميضية (S) وعدادات شرنكوف (C) وذلك لعد وقياس الجسيمات المختلفة من حيث كتل السكون، الشحنة، والطاقات الحركية.



شكل (10-3) مخطط التجربة المستخدمة لانتاج البروتون المضاد

الشكل (10-4) يوضح نتائج التجربة. البروتون المضاد يظهر في الموقع الصحيح على مقياس الكتلة.



شكل (10-4) يوضح نتائج تجربة البروتون المضاد حيث تظهر القمة في الموقع الصحيح على مقياس الكتلة.

اما النيوترون المضاد (\bar{n}) (antineutron) فإن من الصعوبة الكشف عليه لانه لا يمتلك شحنة. لكن عند اصطدامه مع النيوترون يحصل لهما الفناء، ويكونان مسارات يمكن الكشف عنها في غرفة الفقاعة (Bubble chubes) بسهولة. من خواص النيوترون المضاد هي انحلاله عندما يكون طليقاً، حيث ينبعث بوزترون (e^+) في نفس زمن انحلال النيوترون.

اما بالنسبة للهايبرونات المضادة فأنا سوف نتطرق فقط الى جسيمتين وهما Xi المضاد (الموجب) (Ξ^+) (anti Xi Pluse) و Xi المضاد (المتعادل) (Ξ^0) (anti Xi Zero). اما البقية فأنا موجودة ايضاً في جدول (10-1), (10-2).

Xi المضاد (الموجب) (Ξ^+) عبارة عن الجسيمة المضادة الى (Ξ^-)، حيث اكتشفت هذه في عام 1962 وفي تجربة استخدم بها معجل بروتونات طاقتها 30GeV (معجل بروكهيفن في الولايات المتحدة، و CERN في سويسرا). فعندما يصطدم بروتون مضاد سريع مع بروتون اخر فإنه يكون الجسيمة Xi المضادة الموجبة مع Xi السالب وكما يلي.



ان عملية انحلال جسيم Xi المضاد (الموجب) تكون سريعة جداً (واحد من بليون من الثانية)، حيث ينحل الى جسيمة لدا المضادة ($\bar{\Lambda}$) و

البايون (II) والتي بدورها يتحلل الى جسيمات اخرى . ان الشكل (5-10) يوضح طبيعة هذا الانحلال .

لذا فأن ناتج تفاعل البروتونات المضادة مع البروتونات يتم التعريف عليها مباشرة من خلال نواتج انحلالها . ان جميع الجسيمات التي اكتشفت حتى اواخر الخمسينات تم عرضها في جدول (1-10) وجدول (2-10) حيث ان هذه الجسيمات صنفت ، كما ذكرنا سابقاً ، الى اربع مجاميع رئيسية ، لقد كان الاعتقاد في ذلك الوقت سائداً بأن تم اكتشاف جميع الجسيمات الاولى ، لكن بعد فترة من الزمن ظهر صنف جديد من الجسيمات سوف نشرجه بعد قليل زاد من الامل في اكتشاف عدد اخر من الجسيمات .

10.6 التفاعلات الاساسية وقوانين الحفظ

Basic interactions and Conservation laws

ان تصنيف الجسيمات الاولى الاثني والثلاثين الى اربع مجاميع اعتمد بالاساس على قوانين الحفظ التي سوف نتطرق لها فيما بعد . ان عملية التكوين والانحلال لاي جسيمة سببه قوة معينة ، ونحن نعلم ان هناك اربع قوى بالطبيعة تسيطر على معظم الظواهر الفيزيائية ومنها عملية التكوين والانحلال للجسيمات الاولى . الجدول (3-10) يوضح خواص القوى الاربعة

اولاً : التفاعلات النووية الشديدة Strong nuclear interactions

يطلق عليها ايضاً بالتفاعلات النووية او القوى النووية : وهي قوة قوية جداً ذات مدى قصير (تقريباً 10^{-13} سم) ومسؤولة عن ربط المادة النووية (النويات) مع بعضها . وكذلك هي المسؤولة عن تكوين الباريونات والكاي ميزون (K) والجسيمات الغريبة . تطلق كلمة الشدة على هذه التفاعلات وذلك لان زخم التعامل (reaction time) (الوقت اللازم لتفاعل جسيمتين او شعورهما بالتفاعل) صغير جداً تقريباً 10^{-23} ثانية . كذلك فأن اسم الهادرون (Hadrons) اطلق على جميع الجسيمات بدون استثناء والتي تظهر بما يعرف بالجسيمات ذات التفاعلات الشديدة .

الجدول (10-3) يوضح خواص القوى الاربعة .

نوع التفاعلات Interactions	الشدة النسبية Relative strength	المدى Range	زمن التعامل Reaction time
التفاعلات النووية الشديدة	1	تقريباً 10^{-13} سم	10^{-23} ثانية
التفاعلات الكهرومغناطيسية	10^{-2} (1/137)		10^{-21} ثانية
التفاعلات الضعيفة	تقريباً 10^{-13}	تقريباً صفر	10^{-8} ثانية
تفاعلات التجاذبة	تقريباً 10^{-39}		—

ثانياً : التفاعلات الكهرومغناطيسية Electromagnetic interaction

القوى الكهرومغناطيسية والتي شدتها 10^{-2} من شدة القوة النووية تؤثر بين جسيمتين مشحونتين . القوة الكهرومغناطيسية هي نتيجة الانبعاث والامتصاص الحقيقي للفوتونات من قبل الجسيمات المشحونة، ويمكن تمثيلها بين الكترونين وذلك من خلال انتقال الفوتون بينهما وكما يلي ($e \rightarrow e + \gamma$) في هذا التفاعل الشحنة محفوظة .

ان للفوتونات كتلة سكون مساوية الى صفر، وبذلك يكون مدى هذه

القوة غير محدود. والوقت اللازم للتفاعل تقريباً 10^{-21} ثانية. القوة الكهرومغناطيسية مسؤولة عن ربط الالكترونات بالذرة وتكوين الجزيئات.

ثالثاً: التفاعلات الضعيفة Weak interaction

شدة القوى الضعيفة هي فقط 10^{-13} من شدة القوى النووية او التفاعلات الشديدة. ومدى هذه القوى صغراً تقريباً، وهي التي تتحكم بخواص اللبتونات وكذلك المسؤولة عن انحلال جسيمات بيتا وكل الجسيمات الأولية الثقيلة ماعد Σ^0 , Π^0 حيث ينحلان ضمن التفاعلات الشديدة.

رابعاً: تفاعلات التجاذب Gravitational Interaction

القوى التجاذبية هي اضعف القوى الاربع، حيث تبلغ شدتها 10^{-39} من شدة القوة النووية او التفاعلات الشديدة. وهي قوى تجاذبية وتأثيرها يكون واضحاً بين الكتل الكبيرة كالأجرام السماوية وغيرها.

ان تصنيف الاثني والثلاثين جسيمة اولية الى اربع مجاميع (الباريون، الميزون، اللبتون والفوتون) لايعني بأن كل مجموعة تمثل بنوع خاص من التفاعلات اعلاه. فمثلاً البروتون عندما يكون داخل النواة فإنه مربوط بتأثير القوة النووية (التفاعلات الشديدة). لكن بسبب الشحنة التي يحملها فإنه يقوم بالتفاعل الكهرومغناطيسي عندما يكون طليقاً.

10.7 قوانين الحفظ Conservation Laws

دراسة خواص الجسيمات الأولية بالاضافة الى تطبيقات قوانين الحفظ كانت بصورة عامة مفيدة ومساعدة في تجميع وتسمية جسيمات اخرى سوف نتطرق لها فيما بعد.

نحن نعلم ان جميع التفاعلات الاربعة سواء الشديدة او الضعيف او تخضع لقوانين حفظ الزخم الخطي، الزخم الزاوي وحفظ الطاقة. اما الان

الغزابة	معدل الشحنة	مركبة اليزم	الوزن النظري للشحنة	العدد الباروني	الجنسمة
S	\bar{Q}	I_z	I	Q	A
0	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} +1 \\ +1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$
0	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} +1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$
0	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \bar{p} \\ \bar{n} \end{pmatrix}$
0	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \bar{p} \\ \bar{n} \end{pmatrix}$
-1	0	0	0	0	Λ^0
+1	0	0	0	0	$\bar{\Lambda}^0$
-1	0	+1	1	$\begin{pmatrix} +1 \\ +1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \Sigma^+ \\ \Sigma^0 \end{pmatrix}$
-1	0	0	1	$\begin{pmatrix} +1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \Sigma^+ \\ \Sigma^0 \end{pmatrix}$
-1	0	-1	1	$\begin{pmatrix} +1 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \Sigma^+ \\ \Sigma^0 \end{pmatrix}$
+1	0	+1	1	$\begin{pmatrix} -1 \\ +1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \Sigma^- \\ \Sigma^0 \end{pmatrix}$
+1	0	0	1	$\begin{pmatrix} -1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \Sigma^- \\ \Sigma^0 \end{pmatrix}$
+1	0	-1	1	$\begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \Sigma^- \\ \Sigma^0 \end{pmatrix}$
-2	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} +1 \\ +1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \Xi^- \\ \Xi^0 \end{pmatrix}$
-2	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} +1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \Xi^- \\ \Xi^0 \end{pmatrix}$
+2	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ +1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \Xi^+ \\ \Xi^0 \end{pmatrix}$
+2	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \Xi^+ \\ \Xi^0 \end{pmatrix}$
0	0	+1	1	$\begin{pmatrix} 0 \\ +1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \end{pmatrix}$
0	0	0	1	$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \end{pmatrix}$
0	0	-1	1	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \end{pmatrix}$
+1	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ +1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix}$
+1	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix}$
-1	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \bar{K}^- \\ \bar{K}^0 \end{pmatrix}$
-1	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \bar{K}^- \\ \bar{K}^0 \end{pmatrix}$

جدول (10-4) الاعداد الكمية المرافقة للباريونات والميزونات

وبخصوص دراستنا لهذا الموضوع فأننا سوف نتعرض الى مجموعة من الكميات الجديدة التي تخضع لقوانين الحفظ أيضاً وهي التماثل (Parity) وعدد الباريون

(baryon-number) ، عدد اللبتون (lepton number) برم النظائر (Isotopic spin) واخيراً الغرابة (Strangeness).

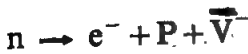
في لغة الميكانيك الكمي ، هناك عدد كمي (Quantum number) لكل من هذه الكميات جدول (4-10) يوضح هذه الكميات. اما الان فسوف نتطرق وبشكل موجز جداً عن هذه الكميات.

10.7.1 التماثل (Parity)

هذه الخاصية توضح التماثل بين الجسيمات الأولية. اذن هي العملية التي ترى بها الجسيمة — الجسيمة الاخرى وكأنها صورة في المرآة (اي التماثل بين اليمين واليسار). فعندما نتعامل مع حالة جسيمتين تدخلا في تفاعلات فأن التماثل يقاس بشكل التوزيع الزاوي لتواتج هذا التفاعل ، فإذا كانت هاتان الجسيمتان تدوران حول بعضهما البعض ويزخم مداري (l) فأن التماثل الكلي للمجموعة يصبح $P = (-1)^l$. التماثل يكون محفوظاً في التفاعلات الشديدة والكهرومغناطيسية ، لكن لم يبق كذلك في التفاعلات الضعيفة.

10.7.2 عدد الباريون Baryon number

عدد الباريون ، او العدد الذري الكتلي (Atomic mass number) A ، يمكن تعريفه بأنه عدد الباريونات ناقصاً عدد الباريونات المضادة. فالباريونات تكون $(A = +1)$ ، اما للباريونات المضادة تكون $(A = -1)$. حفظ العدد الباريوني يعني انه في اي تفاعل يبقى قيمة A ثابتة لا تتغير. فمثلاً: البروتون لا يمكن ان ينحل الى بوزترون واشعة كاما لان حفظ عدد الباريون غير مسموح به حتى ولو كانت الطاقة والزخم والشحنة محفوظة. اما انحلال النيوترون الى الكترون وبروتون (انحلال بيتا) فهو مسموح به لان عدد الباريون محفوظ وكما يلي :



العدد الباريوني $1 \rightarrow 0 + 1 + 0$ (محفوظ)

ان الكمية اعلاه (العدد الباريوني) لا يوجد لها اي تفسير فيزيائي ماعدا انها تمنع تفاعلات معينة. ملاحظة: العدد الميزوني يساوي صفراً والعدد اللبتوني يساوي صفراً.

10.7.2 البرم النظائري Isotopic spin

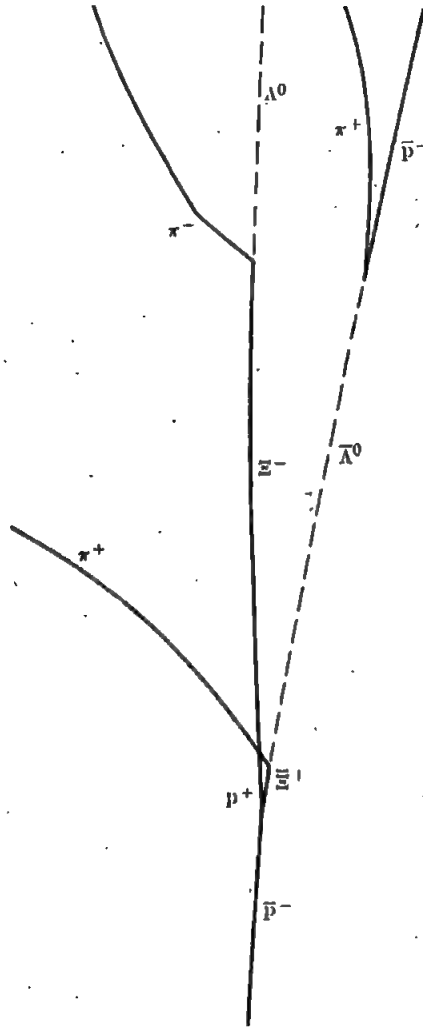
نحن اعتبرنا ان كلاً من البروتون والنيوترون عبارة عن وجهين لجسيمة واحدة. حيث ان كتليهما متساويتان تقريباً وكذلك فأن سلوكيهما متماثل تقريباً، مع فرق ان الشحنة لاحدهما صفر وللآخر $(+1)$. واذا استخدمنا اسم النكليون (N) للجسيمة التي يطلق عليها في بعض الاحيان نيوترون والبعض الآخر بروتون، واذا قلنا ان N موجودة في حالتين، اذن سوف نكون مجموعة يطلق عليها عائلة البروتون — نيوترون. هذا النوع من الجمع لجسمتين يطلق عليها الزوج (doublet). ولتعريف هذه الدالة سوف نقول بأن النكليون (النوية) لها متغيران جديدان موجب للبروتون وسالب للنيوترون. ان هذين المتغيرين هما (البرم) وهذا الوسيط الجديد هو نوع من البرم غير معروف اساسه يطلق عليه برم النظائر (Isotopic spin) وليس له علاقة (بالبرم او الزخم الزاوي الذاتي)، اذن فهو كمية رياضية فقط. اذن النووية تملك برم لنظائرها وهما قيمتان. ففي هذه الحالة يجب ان يكون للنوية قيمة $(I=1/2)$. ومسقط I على محور (Z) ينتج عنه مركبتان $(I_z = +1/2)$ نسبة الى حالة الشحنة الموجبة (البروتون)، $I_z = -1/2$ نسبة الى حالة الشحنة المتعادلة (النيوترون)، وهذا معناه ايضاً ان عدد الحالات التي تظهر فيها النكليون في الطبيعة هو $(n=2I+1)$ وبما ان برم النظائر هو $1/2$ بصورة عامة. اذن النووية تظهر في شكلين مختلفين $(2 \times 1/2 + 1 = 2)$.

اما بالنسبة الى البايونات الثلاثة، فأنها متشابهة تقريباً، فهي تشكل نظائر ثلاثية (Triplet) (Π^0, Π^+, Π^-) . برم النظائر يكون $(I=1)$ لتصبح $(n=3)$ اما I_z للنظائر الثلاث فهي: $(I_z = +1)$ للبايون الموجب، $(I_z = -1)$ للبايون السالب، $(I_z = 0)$ للبايون المتعادل.

10.7.4 الغرابة Strangeness

عدد الغرابة (Strangeness number) (S) كمية يعهد بها الى كل الجسيمات التي تدخل التفاعلات الشديدة ويمكن تعريفها من العلاقة التالية

$$S = Y - A \quad \dots\dots\dots (10-13)$$



شكل (10-5) مخطط لنواتج التحلل لجسيمة Ξ المضادة الموجبة و Ξ السالبة من التفاعل
 $(P^- + P \rightarrow \Xi^- + \Xi^0)$

حيث A ، العدد الباريوني و Y قيمة شحنة الهايرونات (hyper charge). كذلك
 يمكن كتابة معادلة (10-13) كما يلي:

$$S = 2Q - A \quad \dots\dots\dots (10-14)$$

حيث Q معدل الشحنة.

فمثلاً: النكليون يكون معدل شحنته هو $(Q = (1 + 0/2) = 1/2)$ ، حيث ان شحنة البروتون $(+1)$ وشحنة النيوترون (0) . ولما كانت قيمة A تساوي واحداً فإن عدد الغرابة هو $(S = Q \cdot 1/2 - 1 = 0)$. وهكذا يعهد الى النويات جميعاً بعدد الغرابة مساوياً الى صفر.

اما البايونات فيكون معدل شحنتها هو $(Q = 1 + 0 + (-1)/2 = 0)$ ، ولما كانت قيمة A تساوي صفرأ اذن عدد الغرابة $(S = 0)$. وهكذا يعهد الى البايونات جميعاً بعدد الغرابة مساوياً الى صفر.

واخيراً Δ^+ التي معدل شحنتها يساوي صفرأ، و A تساوي 1. اذن عدد الغرابة يساوي $(S = -1)$. وبالمثل يكون عدد الغرابة الى الكاي ميزون مساوياً الى $(S = +1)$ والجسيمات الـ Ξ^0 فيكون عامل الغرابة لها مساوياً الى $(S = -2)$ جدول (10-5) يدون كافة الاعداد الكمية المرافقة لجسيمات التفاعلات الشديدة.

في التفاعلات الشديدة يجب ان تكون قيمة (S) محفوظة دائماً اي $(S = 0)$ وكما في التعامل التالي:



$$S = 0 + 0 \rightarrow (-2) + (+1) + (+1) = (\Delta S = 0)$$

10.8 جسيمات الرنين Resonance Particles

ان معظم الجسيمات الاولية التي نوقشت في الفقرات السابقة لها معدل عمر قصير قدره 10^{-10} ثانية تقريباً. وقد اتضح بأن هذا الوقت كافٍ ليتمكن الجسيمات من الانتقال لمسافات اطول في اي كاشف وبذلك تصبح مساراتها مرئية. في بداية الستينات، ثم اكتشاف نوع آخر من الجسيمات لها خاصية مشتركة وهي ان معدل عمرها قصير جداً ويبلغ تقريباً 10^{-23} ثانية وبذلك لاترك مسارات مرئية على الاطلاق، وان الطريقة الوحيدة للتعرف عليها هو من نتائج الانحلال التي تخلفها.

السؤال هنا — هل ان هذه الجسيمات الجديدة موجودة حقاً قبل انحلالها، أو هي فقط مجموعة من الجسيمات تنتقل مع بعض لمسافة معينة ويزمن قدره 10^{-23} ثانية ومن ثم تنحل وتنتشر. الفيزيائيون اجابوا عن ذلك بتسمية هذه الجسيمات الجديدة بجسيمات الرنين Resonance particles او حالات الرنين Resonance state⁻. لقد تم اكتشاف اول جسيمة رنين، N^* ، من قبل فيرمي E.Fermi وذلك في عام 1952، لكنها لم تعرف بصورة اكيدة الا في عام 1960، حيث قام الفرز ومجموعته (Alvarez et al) عام 1960 وفي مختبر لورنس للأشعاع بأستخدام جسيمات (K) ميزون ذي الطاقة العالية تسقط على هدف من الهيدروجين السائل (البروتونات) في غرفة الفقاعة حيث تم الحصول على التعامل التالي :



تم تحليل المسارات المرئية للبايونات الموجبة π^+ والسالبة π^- بواسطة الحاسبة الالكترونية لمعرفة زخم وطاقة كل منهم. في بادئ الامر كان التصور قائماً على اساس ان بايوناً واحداً يقذف من التعامل وليس اثنان. وان البايون الاخر وجسيمة لمدا Λ^0 لم ينفصلا مباشرة، حيث يبقيان مع بعض لوقت كاف ومن ثم ينفصلان لقد اطلقوا على هذه المجموعة ($\Lambda^0 + \pi^\pm$) اسم، $Y^{*\pm}$ ، حالة الرنين (Resonance state)



الشكل (10-6) يوضح المسارات التي تم الحصول عليها من هذا التعامل. ان الكشف عن جسيمة الرنين Y^* دفع الباحثين الى اكتشاف عدد اخبر من جسيمات الرنين.

مثلاً، جسيمة الرنين N^* وجدت انها متكونة من مجموعة (البايون والنوية) حيث تبلغ كتلتها 1237 MeV وعمرها اقصر قليلاً من Y^* . وبالمثل، فأن اكتشاف الجسيمة رو (ρ) (ρ) واوميكا (Ω) Omega ساعد في تفسير الهيكل الداخلي للنويات. وتعتبر هذه كخطوه مهمة للامام.

ان جسيمات الرنين المكتشفة حتى عام 1964 تم عرضها، في جدول (10-6).

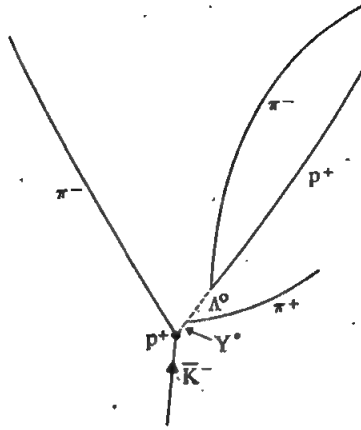
10.9 طريقة التجميع الثاني للجسيمات Eight fold way

ان تصنيف الاثني والثلاثون جسيمة اولية والمكتشفة حتى عام 1957 الى اربع مجاميع هي الباريون، اللبتون والفوتون كان ناجحاً. فبعد اكتشاف جسيمات الرنين والتي بلغ عددها 100 جسيمة حتى منتصف عام 1960 ارغم الفيزيائيون على الخروج بتصنيف جديد للجسيمات التي تشترك في التفاعلات الشديدة، والتي لا تحوي على حالات الرنين المكتشفة حديثاً فحسب وانما يمكنها من تخمين حالات رنين اخرى ربما يمكن الحصول عليها مستقبلاً عندما تتوفر المعجلات الكبيرة ذات الطاقة العالية. يستند التصنيف الجديد على خمس كميات (او اعداد كمية) والتي تكون دائماً محفوظة في التفاعلات الشديدة وهي:

(A) (عدد الباريون)، (J) عزم اليم الزاوي، (P) تماثل الحالة، (I) برم النظائر، (Y) شحنة الهايرون. كما قلنا سابقاً العدد الباريوني A. ربما يأخذ قيم $A = 0, 0, \pm 1$ للميونات، $A = +1$ للباريونات التي عددها الكتلي 1 و $A = -1$ للباريونات المضادة التي عددها الكتلي 1. كذلك الحالة التي فيها عزم اليم الزاوي J والتماثل P يمكن كتابتها (J^P) .

في 1960 (Y. Ohnuki) اقترح بأن جبر Lies للمجموعات يمكن تطبيقها على الجسيمات الاولى. بعد ذلك حاول كل من سلام Salam ونيمان Neeman وكلمان Gell-mann تطوير هذه النتائج وجعلها في نظرية، بحيث اصبحت تعرف اليه تحت اسم SU_3 [اي الانتقال بواسطة المصفوفات الموحدة (Unitary matrices) في ثلاث ابعاد]. ان هذه النظرية قد اعطت نتائج مطابقة وقد حققت بعد سنتين اكتشاف جسيمة Σ والتي نوقشت سابقاً. ان اصل اسم « طريقة التجميع الثاني » يعود الى اللوائح الثاني الموضوعه من قبل العالم الديني بودا (Buddha) وهي الكمال في [الرئي، القوة، الكلام، الفعل، الحياة، العمل، الروح والتأمل].

اما الاعداد الكمية الثانية المستخدمة في التجميع فهي [ثلاث مركبات الى برم النظائر، شحنة الهايرون ومركبتان للبرم الجديد V, U والتي سوف نتطرق لهما فيما بعد]. المبدأ الاساسي لهذه النظرية هو لجمع الجسيمات رياضياً وعلى شكل مجاميع من ثلاث، ثنائي، عشر، او سبع وعشرين جسيمة.



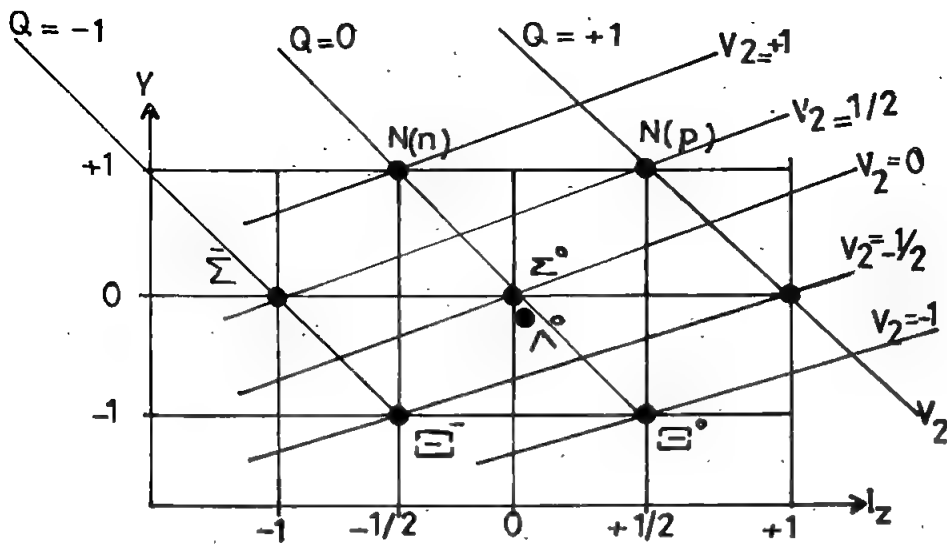
شكل (10-6) مخطط لجسيمة الرنين من التفاعل $(\bar{K}^- + p \rightarrow Y^* + \pi^-)$

من هذه المجموع: « الباريون الثاني » (baryon Qctet). بالامكان جميع الباريونات على شكل مجموع من ثمانية كما في شكل (10-7). حيث يوضح هذا الشكل لنا كيفية وضع كل باريون في زاوية من شكل سداسي وكذلك مركزه. فأذا اخذنا IZ على المحور السيني و Y على المحور الصادي فإنه تتكون لنا مساحة ذات شكل سداسي تكون الجسيمات هي زوايا هذا الشكل وكذلك مركزه.

من الشكل نلاحظ مايلي:

- ١- النيوترون والبروتون ينتميان الى نفس النظائر المزدوجة حيث لهم $(I = 1/2)$
 $I_z(n) = -1/2, I_z(p) = +1/2$.
- ٢- جسيمة سكما (Σ) هي ثلاثية النظائر و (Ξ) هي مزدوجة النظائر.
- ٣- الجسيمات التي تقع على نفس الخط الافقي تكون النظائر المتعددة والمتشابهة.
- ٤- جميع الجسيمات الموجودة في الشكل لها برم متشابهة $(1/2)$ وتماثل موجب. لذا فإن اسمها في بعض الاحيان يطلق عليه $(J = 1/2^+)$ الثانية $(Octate J = 1/2^+)$.

لحد الان لم نرا شيئاً جديداً. لكن عند تغيرنا المحاور بحيث نجتمع جسيمة البروتون P مع جسيمة سكما Σ^+ والتي هي على نفس الخط المائل الاعلى فنحن



شكل (10-7) يمثل تجميع الباريونات على شكل ثمانية ($J=1/2^+$)

نستطيع القول بأنها تكون مجموعة جديدة او عائلة جديدة لها مظهران بنفس القاعدة. اذن سوف نقدم عدد كمي آخر له قيمتان، هذا العدد مشابه الى برم النظائر والذي هو البرم الموحد (Unitary Spin) (U). وبذلك نقول بأن $P + \Sigma^+$ تشكل الزوج الموحد (Unitary doublet) وقيمة الى U مساوية الى $1/2$. هناك قيمتان الى U: الاولى $U_z = +1/2$ وهذه للبروتون اما الثانية فهي $U_z = 1/2$ وهذه الى Σ^+ وهكذا لبقية الجسيمات.

اما الخط المائل الاسفل فهو يمر في Ξ^-, Σ^- وهذه ايضاً تمثل الزوج الموحد مع $U_z(\Xi^-) = -1/2, U_z(\Sigma^-) = +1/2$. واخيراً الخط المائل في الوسط فيمر بثلاث جسيمات هي النيوترون و Ξ^0, Σ^0 . لذا فهو ثلاثي مع $(U_z = 1)$ وان $U_z(\Xi^0) = 0, U_z(\Sigma^0) = 0, U_z(n) = +1$. من الملاحظ في الشكل ان الجسيمات الواقعة على نفس الخط المائل لها نفس الشحنة. كذلك فأن

$$U_z = Y - Q/2 \quad \dots\dots\dots(10-17)$$

ومن معادلة

$$I_z = Q - Y/2 \quad \dots\dots\dots(10-18)$$

نحصل على

$$U_z = \frac{3Q}{2} - 2I_z \dots\dots\dots(10-19)$$

هذه النظرية للانفصال، تعتمد على U والتي هي عامل جديد لنظرية SU(3).

10.10 ضرب المجاميع Group Multiplication

الآن لنرى أهمية نظرية SU(3). قلنا ان الباريونات الثمانية تمثل ثنائي حالات الجسيمات لها ($J^P = 1/2^+$). وللميزونات هناك أيضاً ثنائي حالات للجسيمات أخرى لها ($J^P = 0^-$). دعنا نفرض ان هذه الجسيمات ترتبط مع بعضها وبذلك يكون هناك 64 حالة مختلفة. هذه الأربع والستون حالة تتجمع في مجاميع من 1, 8, 8, 10, 10, 27. مثلاً: ضرب الباريونات الثمانية مع نفسها سوف يعطينا كل الحالات المستقرة وغير المستقرة المتكونة من باريونين.

لنفرض الآن مجموعة Q متكونة من ثلاثة اعضاء (a, b, c) يمكن تمثيلها بالمثلث الذي رأسه للأسفل شكل (8-10) وبدالة (3). المجموعة الثانية الى Q هي \bar{Q} (المضادة) حيث تتكون من ثلاثة اعضاء مضادين للمجموعة الاولى $\bar{a}, \bar{b}, \bar{c}$ ويمكننا تمثيلها بالمثلث الذي رأسه الى الاعلى. شكل (9-10) وبدالة (3)، ويربط اعضاء المثلثين مع بعض تنتج مجموعة تتمثل بالدالة $(3) \times (\bar{3})$ وتشمل تسع اعضاء. يمكن كتابة هذه المجموعة من ثمانية اعضاء زائداً واحداً وكما يلي:

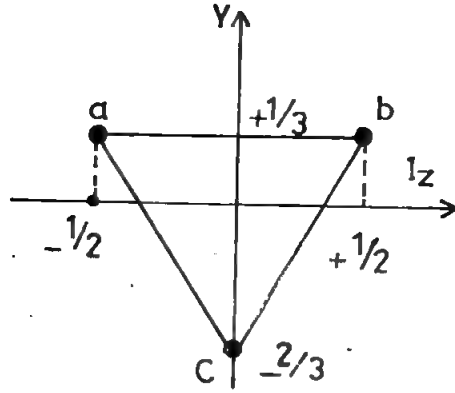
$$(3) \otimes (\bar{3}) = (8) \oplus (1)$$

اما في حالة ضرب مجموعتين من ثمانية اعضاء فنحصل على اربعة وستين عضواً وكما يلي:

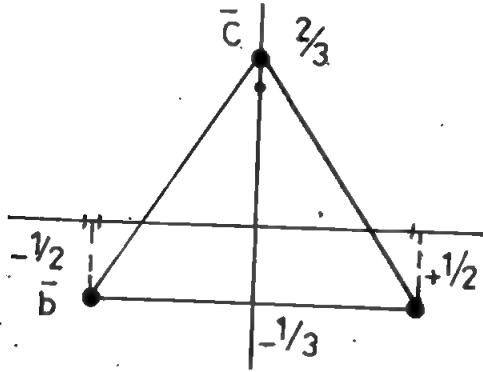
$$(8) \otimes (\bar{8}) = 27 + 10 + 10 + 8 + 8 + 1$$

10.11 نموذج الكوارك Quark Model

في عام 1956 تقدم سكاتا Sakata بأقتراح، وذلك بعد اكتشاف جسيمة الباريون Λ^0 ، وهو ان جميع الباريونات والميزونات متكونة من اجزاء يطلق



الشكل (10-8) مجموعة Q متكونة من ثلاثة اعضاء $Q = (3), (a, b, c)$.



شكل (10-9) مجموعة (\bar{Q}) متكونة من ثلاث اعضاء $(\bar{a}, \bar{b}, \bar{c}), (\bar{3})$.

عليها تحت الوحدات (Subunits) وهي ثلاثية ومتكونة من λ, n, P مع الجسيمات المضادة لها.

في نموذج سكانا الميزونات تتكون من زوج من الجسيمات (جسيمة وجسيمة مضادة) وكما قلنا سابقاً ونسبة الى نظرية المجموعة فأن حاصل الضرب المباشر للثلاثيات يكون الميزونات:

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$$

اما للباريونات فأنها تتكون من ثلاث جسيمات وذلك لحفظ العدد

الباريوني.

جدول (10-5) الأعداد الكمية لبعض جسيمات التفاعلات الشديدة

نموذج التحلل	التماثل	الغرابة	عمر النصف (الثانية)	الشحنة	الكتلة	والجسيم المضاد	الجسيم
$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ $\rightarrow n + \pi^0$	+	-1	2.6×10^{-10}	0	2182 me	$\Lambda^0 (\bar{\Lambda}^0)$	لدا
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$	+	-1	$\sim 10^{-18}$	0	2326	$\Sigma^- (\bar{\Sigma}^+)$	سكا
$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$	+	-1	8×10^{-11}	+1	2328	$\Sigma^0 (\bar{\Sigma}^0)$	
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ $\rightarrow n + \pi^0$	+	-1	1.7×10^{-10}	-1	2342	$\Sigma^+ (\bar{\Sigma}^-)$	
$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$	+	-2	$\sim 10^{-10}$	-1	2585	$\Xi^- (\bar{\Xi}^+)$	Xi
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$	+	-2	?	0		$\Xi^0 (\bar{\Xi}^0)$	
$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$ $\rightarrow \Xi^- + \pi^0$ $\rightarrow \Xi^- + \pi^-$	+	-3	0.7×10^{-10}	-1	1680	$\Omega^- (\bar{\Omega}^+)$	اوميفي
$K^+ \rightarrow 2\pi^+ + \pi^-$		+1	1.2×10^{-8}	+1	967	$K^+ (\bar{K}^-)$	الكايون
$\bar{K}^- \rightarrow 2\pi^- + \pi^+$		+1	$\sim 10^{-10}$	0	967	$K^0 (\bar{K}^0)$	
$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$							

جدول (10-6) جسيمات الرنين

الجسيمة	الكتلة MeV/c ²	عدد النظائر	العدد الباريوني	الغريبة	I _Z
k ⁺	494	زوجي	0	+1	+1/2
k ⁰	498	زوجي	0	+1	-1/2
k ⁻	جسيمة مضادة لـ k ⁺				
k ⁻⁰	جسيمة مضادة لـ k ⁰				
Λ ⁰	1115	مفرد	+1	-1	0
Σ ⁺	1189	ثلاثي	+1	-1	+1
Σ ⁰	1193	ثلاثي	+1	-1	0
Σ ⁻	1197	ثلاثي	-1+1	-1	
Ξ ⁻	1320	زوجي	+1	-2	-1/2
Ξ ⁰	1311	زوجي	+1	-2	+1/2
Ω ⁻	1680	مفرد	+1	-3	0

اما ناتج الضرب المباشر للثلاثيات فيكون الباريونات :

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 15 \oplus 6 \oplus 3 \oplus 3$$

بعد ذلك ، ولأول مرة ، لاحظ كل من كلمان Gell-mann عام 1964 وزيوك Zweig عام 1965/64 بأن نموذج سكاتا $3 \otimes 3 \otimes 3$ لم يعط البناء الصحيح للباريونات وان النموذج البديل له هو $(3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 + 8 + 8 + 1)$ والذي يعطي النتيجة الصحيحة والمطلوبة. لقد اطلق كلمان اسم الكوارك (Quarks) على هذه الجسيمات الثلاثية والتي تؤلف الباريونات. ومن علاقة كلمان ونشجاما Nishijima امكن تخمين شحنة هذه الجسيمات الافتراضية (الكوارك) وكما يلي :

$$Q = T_3 + \frac{A+S}{2} = T_3 + \frac{Y}{2} \dots\dots\dots(10-20)$$

حيث T_3 المركبة الثالثة للبرم النظيري . وقد وجد ان شحنة جسيمات الكوارك هي جزئية (Fractional) من شحنة الالكترن وبهذا تكون قيمة شحنة الالكترن (e) ليست بأصغر وحدة اساسية كما نعرفها .

جميع الاعداد الكمية والخواص الاساسية لجسيمات الكوارك موضحة في الجدول (10-6) اما الاعداد الكمية للكوارك المضاد (anti-quarks) فهي نفسها مع عكس الاشارات .

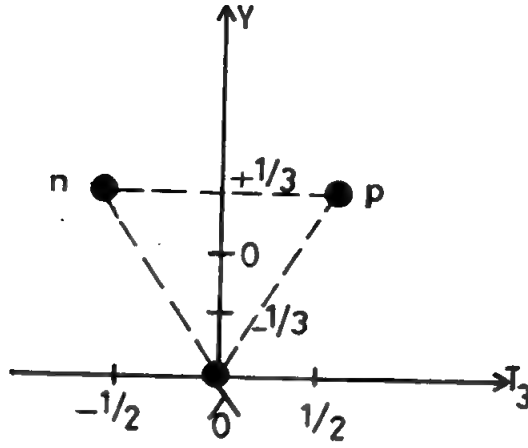
طريقة واحدة يمكننا فيها عرض جسيمات الكوارك وهي كما في الشكل (10-10) . في هذا الشكل نستطيع ان نبني جميع الميزونات والباريونات من الانواع الثلاثة للكوارك (p, n, λ) ، شكل (10-11) يوضح كيفية بناء الميزونات . اما شكل (10-12) فيوضح بناء الثنائيات والعشريات من الباريونات . كل الجسيمات الموضحة بالاشكال وجدت عملياً .

جدول (10-7) .. الاعداد الكمية للثلاث كوارك .

الكتلة	T_3	I	Y	S	A	Q	الجسيمات الثلاثية
M	1/2	$1/2\hbar$	1/3	o	1/3	$+2e/3$	P - البروتون
M	-1/2	$1/2\hbar$	1/3	o	1/3	$-e/3$	n - النيوترون
M + 146 MeV	o	$1/2\hbar$	-2/3	-1	1/3	$-e/3$	λ - الهايرون لندا

10.12 خواص الكوارك الحر The properties of free quarks

منذ تخمين نموذج الكوارك والنجاح الذي تبعه بعد ذلك ، لازال الامر غير واضح حول وجود هذه الجسيمات ، فقد حاول بعضهم اقتراح خواص لها للمساعدة في البحث عنها . ومن هذه الخواص (1) طريقة انحلالها (2) الكتلة (3) المقطع العرضي لتكوين الكوارك . نحن الان سوف نتطرق فقط الى خاصية واحدة وهي طريقة انحلال هذه الجسيمات .



شكل (10-10)

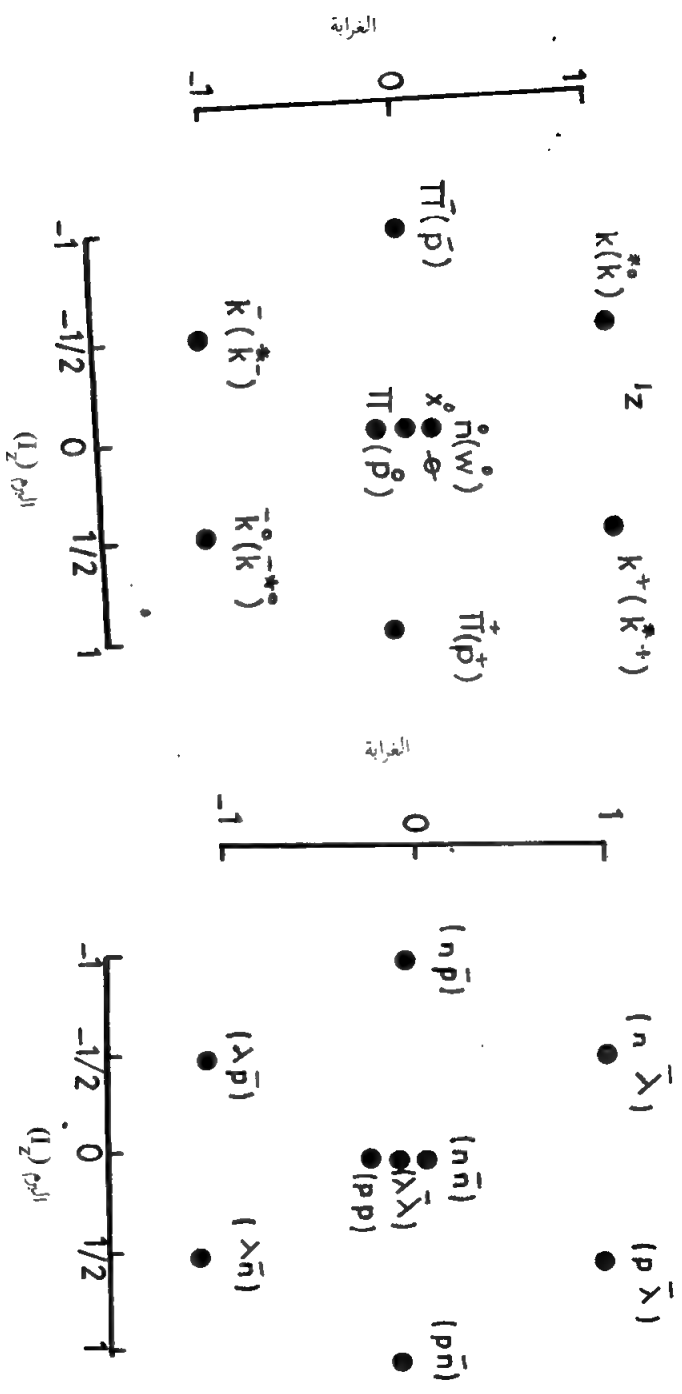
الثلاث كوارك (n, p, λ) والتي تمثل نموذج الكوارك.

ان من اهم الخواص المقترحة لجسيمات الكوارك الحر (free Quarks) هي طريقة انحلالها. وكما عرفنا سابقاً ان قيم الشحنات لهذه الجسيمات (الكوارك) هي $(+2e/3)$ للبروتون، $(-e/3)$ للنيوترون و $(-e/3)$ للمدا.

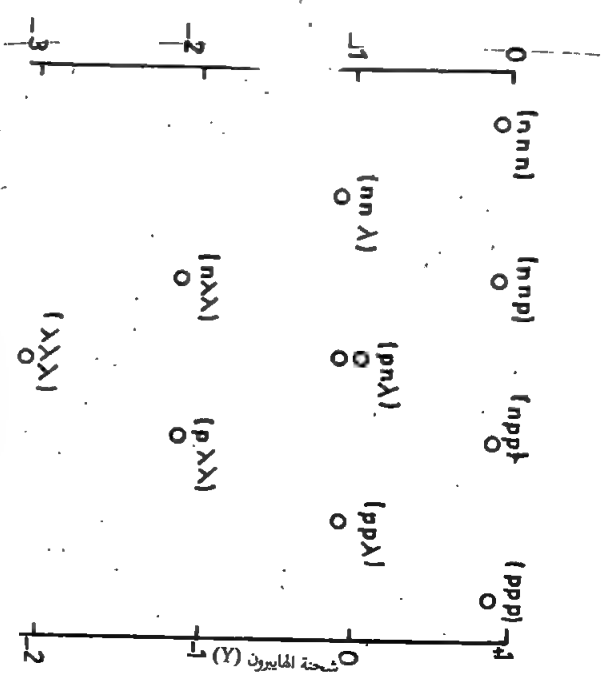
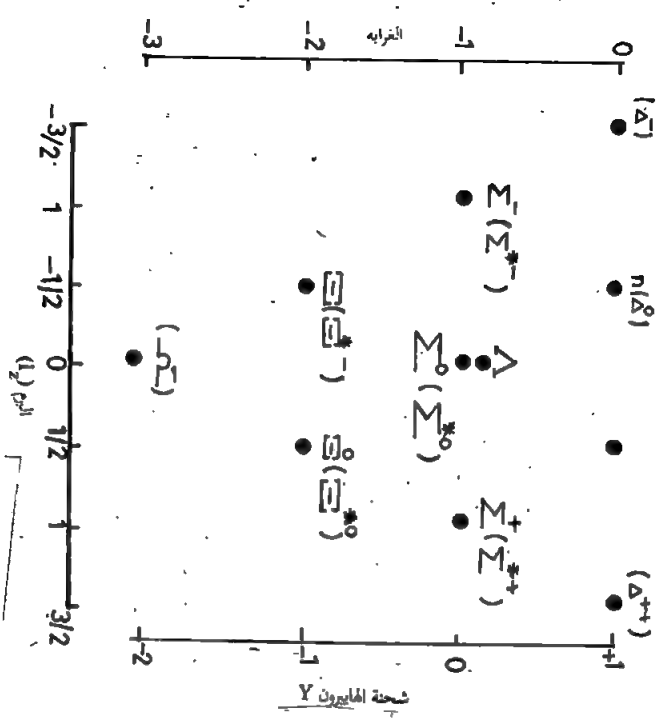
البروتون متوقع ان يكون مستقراً بينما النيوترون ينحل بمعدل عمر قدره عدة دقائق (15.5 دقيقة) ولذا تنحل بمعدل عمر قدره 10^{-10} ثانية الى جسيمات (كوارك) مستقرة. ان نموذج الانحلال المتوقع لكل من هذه الجسيمات الثلاث موضح بالجدول التالي (10-8)

جدول (10-8) الطريقة الممكنة لانحلال الكوارك

معدل العمر	طريقة الانحلال	الجسيمات الثلاث
	مستقرة	P
15.5 دقيقة	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$	n
	$\rightarrow P + \Pi^-$	
تقريباً 10^{-10} ثانية	$\lambda \rightarrow n + \Pi^0$	λ



شكل (10-11) يوضح بناء الميزونات في نموذج الكوارك



شكل (10-12) بناء الباريونات في نموذج الكوارك

اما الخاصية الاخرى فهي كتلة الكوارك :

(نماذج عديدة وضعت لحساب كتلة الكوارك ومن اهم هذه النماذج هو النموذج الذي قدمه Mo, purgo عام 1967 حيث استطاع حساب كتلة الكوارك فارضاً ان الميزونات المتكونة من جسيمتين من الكوارك (كوارك — كوارك مضاد) تكون مربوطة في حاجز جهد مربع قطره (r). ونتيجة لعدة افتراضات وجد ان كتلة الكوارك الحر تكون في حدود من $5\text{GeV}/c^2$ الى عدة عشرات من GeV/c^2 . لذلك فرضت ان تكون ثقيلة جداً (اقل من النوية بكثير).

10.13 النماذج الاخرى للكوارك Other quark models

سوف لا نتطرق لجميع هذه النماذج بالتفصيل وانما نذكرها لاجل التعرف عليها. ظهرت عدد من النماذج لتفسير بعض الصعوبات او المعوقات التي ظهرت على نموذج كلمان وزيواك (Gellmann-Zweig). في النموذج الاول ظهرت فكرة الكوارك الملونة (Coloured quarks) والتي تكون فيها الكوارك تحمل ألواناً مختلفة هي الاحمر، الاصفر والازرق. في هذا النموذج جسيمة الكوارك التي لها ألوان مختلفة تكون لها خواص مختلفة. مثلاً ثلاث جسيمات من نوع (P) كوارك يحمل كل منهم لون يختلف عن الآخر يمكن ربطهم لتكوين الهادرون وبدون الاختلال بقاعدة باولي.

النموذج الثاني، ظهرت فكرة جديدة وهي ان يكون الكوارك حاملاً شحنة كاملة (1e) بدلاً من جزء من (e) وقد عرض هذا النموذج من قبل باكري (Bacry) عام 1964 ولي (Lee) عام 1965.

اما النموذج الثالث فقد قدم من قبل فاينمان Feynman عام 1964. وفي هذا النموذج لخص Feynman بأن النويات (nucleons) والهيدرونات الاخرى عند ارتباطها تكون جسيمات البارتون (Partons). هذا النموذج استخدم بصورة واسعة ولاقى بعض النجاح في استطارات اللبتون — هادرون. على كل حال، جميع هذه النماذج درست تجريبياً ووجد ان لكل نموذج صعوباته الخاصة والمعينة.

10.14 البحث عن الكوارك Search For quarks

منذ ان قدم كلمان وزيوك اقتراحهما بوجود جسيمات الكوارك وذلك عام 1964 ، عدد من التجارب اجريت مستخدمين المعجلات الحديثة ذات الطاقة العالية والاشعة الكونية وذلك للبحث عن هذه الجسيمات . وبأستخدام كافة الجهود والاجهزة الحديثة لم يستطع احد العثور على هذه الجسيمات بصورة اكيدة .

اولاً : البحوث في المعجلات :

هناك تجارب عديدة استخدمت فيها المعجلات الكبيرة والحديثة وذلك لانتاج جسيمات الكوارك والجسيمات الأولية الاخرى . ففي هذه التجارب كانت تقذف بروتونات ذات طاقة عالية جداً على هدف ما . اذن ، البحث عن هذه الجسيمات الجديدة كان يجرى من خلال دراسة نواتج التفاعلات . ان الطرق التجريبية التي اجريت للتعرف على هذه الجسيمات اعتمدت حساب الشحنة او الكتلة ففي النوع الاول كانت فكرة الطاقة الضائعة هي التي تحدد الشحنة للجسيمات . لذلك استخدمت العدادات الوميضة او الكواشف المرئية الاخرى مثل غرفة الفقاعة لهذا الغرض . اما النوع الثاني فهو لايجاد الكتلة بغض النظر عن الشحنة ، الكتلة تم قياسها من خلال السرعة (عندما يكون الزخم ثابتاً) وذلك بواسطة عدادات شرنكوف مثلاً .

ثانياً : البحوث في الاشعة الكونية

ان الاعتقاد السائد بأن جسيمات الكوارك تتولد عند الطاقات العالية — جعل توجه الباحثين نحو الاشعة الكونية للبحث عنها . في الطاقات العالية لجسيمات الاشعة الكونية الأولية تتفاعل مع نوى الغلاف الجوي مكونة الجسيمات الثانوية والتي يعتقد ان جسيمات الكوارك من ضمن هذه الجسيمات . لذا فقد اجريت عدة تجارب للبحث عن هذه الجسيمات (الكوارك) في الاشعة الكونية وذلك عند مستوى سطح البحر . Sea level او في ارتفاعات عالية او في باطن الارض .

الاشعة الكونية Cosmic Rays

10.15 المقدمة

اكتشاف وجود الاشعاع الكوني جاء نتيجة لبعض التجارب التي كانت تجرى لدراسة توصيل الغازات وذلك في نهاية القرن الماضي وبداية هذا القرن. في هذه الدراسة اتضح ان التوصيل في الغازات يزداد عندما يعرض الغاز الى اشعاع ذي طاقة عالية. مثلاً، تلك التي تصدر من مصادر مشعة. ففي محاولات اجريت للبرهنة على هذه الظاهرة، حاول عدد من العلماء ارسال غرف تأين (ionization chamber) في بالونات وعلى ارتفاعات مختلفة وذلك لدراسة التغير الحاصل في معامل التوصيل مع الارتفاع. اول هذه التجارب قام بها كل من (Kollarster, Hess, Gockel) جوكيل، هس والكوستر عام 1912، حيث تم ارسال غرف تأين في بالونات وتمت خلالها دراسة التغير الحاصل بمعامل التوصيل للغاز المملوء في الغرفة مع الارتفاع. لقد اتضح بأن التأين الحاصل في الغاز يهبط الى اقل قيمة له ومن ثم يزداد بسرعة مع الارتفاع. ومن التجارب المستمرة على هذا الموضوع تبين ان جميع هذه الاشعاعات وخاصة الموجودة منها على سطح الارض لم تكن نتيجة المواد المشعة في الارض او من خواص الغازات كما كان معتقداً. لذا حاول هس Hess وضع فرضيته وهي ان الزيادة كانت نتيجة لوجود نوع من الاشعاع المؤين والذي له القابلية على اختراق المجال الجوي للارض والذي يأتي من الفضاء الخارجي. حيث لخص هذا الاشعاع بالخواص التالية: أولاً له قابلية اختراق كبيرة، ثانياً ليس مصدره الشمس فقط وذلك لعدم وجود اي تغير في شدته بين النهار والليل وثالثاً اطلق عليه اسم الاشعاع الكوني (Cosmic radiation).

ومنذ ذلك الوقت، اي منذ عام 1914، بدأ البحث عن الاشعاع الكوني وذلك لمعرفة اصله ومركباته وكيفية تفاعلاته وغيرها من الخواص المرافقة له. ففي السنوات من 1914 وحتى 1929 قام كل من كلوستر وهس بمحاولات عديدة لدراسة الاشعاع الكوني وقد ساعدهم بذلك اكتشاف عداد كايكر مولر وغرفة الغيوم لولسن. حيث تم تصوير اول صورة لمجموعة كبيرة من الجسيمات عام 1929 تمر خلال غرفة الغيوم. وقد اطلق عليها « بالزخة » (Shower). اما في عام 1932 فقد

قام (Rossi) روسي بقياس خواص امتصاص الاشعة الكونية مستخدماً مبدأ التطابق (Coincidence) بين عدادات كايكروملر، موضحاً بأنه توجد مركبتان لهذا الاشعاع، الاولى يطلق عليها المركبة القوية (hard) وهي لها قابلية اختراق عالية والثانية هي المركبة الضعيفة (Soft) وهي التي تمتص من قبل الماص.

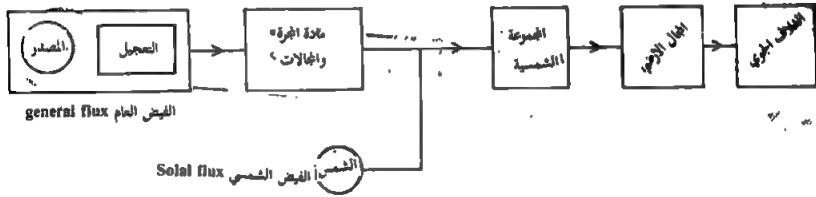
وبعد تطور الاجهزة والكشافات العديدة تم استخدام نظرية قياس المدى والزخم لمعرفة جسيمات الاشعة الكونية اكثر تفصيلاً، حيث قام كل من ندرماير واندرسون (Neddermeyer and Anderson) وكذلك ستيفنسن وستريت (Stevensen and street) خلال 1936-1938 وذلك بقياس كتل هذه الجسيمات. اما في عام 1935 تم اكتشاف الباي ميزون (II) كما كان متوقعاً من قبل ياكواو وكذلك تم اكتشاف الميو ميزون (III) وذلك اثناء انحلال الباي ميزون. اما روجستر وبتلر، فكما قلنا سابقاً، فقد اكتشف اول جسيمة غريبة من خلال دراستهم للاشعة الكونية واطلق عليها جسيمة لمدا (Λ^0). بهذا الوقت الصورة العامة للاشعاع الكوني اصبحت واضحة، حيث هو عبارة عن جسيمات مشحونة واشعة كما ذات طاقة عالية تفوق طاقة اي اشعاع اخر وقد تصل الى (10^{20}eV) لذلك تستطيع اختراق المجال المغناطيسي للارض والتفاعل مع الغلاف الجوي للارض مكونة الجسيمات الثانوية.

10.16 مصدر الاشعاع الكوني The origen of cosmic rays

ان عدداً من النظريات قد وضعت لمعرفة اصل الاشعاع الكوني وكيفية تعجيله ووصوله الى سطح الغلاف الجوي للارض. ومن بين هذه النظريات عدد كبير يصنف الاشعاع الكوني الى مصدرين رئيسيين. الاول يطلق عليه الفيض العام (general flux)، وتعتبر الجسيمات المنبعثة ضمن هذا المصدر ذات اصل من المجرات البعيدة جداً (Galaxies) والمجرات الخارجية (extra Galaxies) والتي تحوى على عدد هائل من النجوم مثل سوبرنوبا (Supernova) كما ان النجوم النابضة (Pulser) تزودنا بأشعاع كوني ذي طاقة عالية. والاخر يطلق عليه بالفيض الشمسي (Solar flux) واصله يرجع الى الشمس، حيث تزودنا الشمس بجزء قليل من الاشعاع الكوني. بصورة عامة، الجسيمات المنبعثة من هذين المصدرين والتي تمر

بمسار طويل ومتأثرة بعدد من القوى يطلق عليها جسيمات الاشعاع الكوني الاول .
الشكل (10-13) يوضح مخططاً لمصادر الاشعاع الكوني .

ان تعجيل الجسيمات في الفيض (او الاشعاع) العام يتم في المصدر نفسه او خارجه ويتأثير هذا الاشعاع بالمادة الكونية الموجودة في المجرات والمجالات الاخرى . اما الفيض (او الاشعاع) الشمسي فإنه لا يتأثر بالمادة الكونية . وتمر جميع الاشعاعات خلال المجموعة الشمسية والمجال الأرضي ومن ثم الغلاف الجوي .



الشكل (10-13) مصادر الاشعاع الكوني

الاشعاع الكوني الاول Primary cosmic radiation

الاشعاع الكوني الاول يحتوي بصورة رئيسية على بروتونات بنسبة 89% وجسيمات الفا بنسبة 10% ونوى ثقيلة ($Z > 2$) بنسبة 1% ويحتوي ايضاً على نسبة ضئيلة جداً من الالكترونات والفوتونات . ان هذه الجسيمات تدخل الغلاف الجوي للأرض مكونة بذلك تفاعلاً نووياً مع نوى ذرات الغلاف الجوي . ناتج هذه التفاعلات بأماكنها تكوين تفاعلات اخرى في اي مكان بالغلاف الجوي ان طيف الطاقة التكامل للاشعة الكونية الأولية يمكن تمثيله بالمعادلة التي وصفها ولفندال A.W.Wolfendale عام 1973 :

$$N(>E) \propto E^{-\gamma}$$

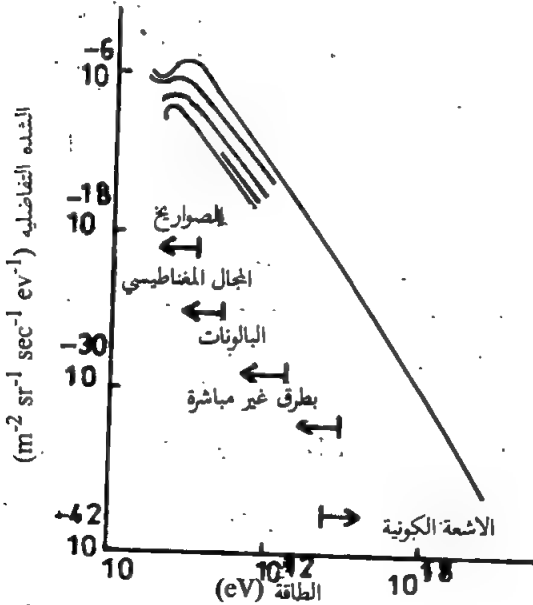
حيث N تمثل شدة الاشعة الكونية، E طاقة الاشعاع الاولي و Δ ثابت تتغير قيمته حسب مدى الطاقة.

اما طيف الطاقة التفاضلي للبروتونات الاولية والتي تملك طاقة اكبر من (10^{10} eV) لكل نوية) يمكن تمثيله بالمعادلة التي وضعها Ashton عام 1973 :

$$N(E_p)dE_p = A E_p^{-2.75} dE_p \quad \dots\dots\dots(10-21)$$

حيث ان A كمية ثابتة و E_p طاقة البروتونات الاولية .

الشكل (10-14) يوضح ملخص القياسات لطيف الطاقة الاولي للبروتونات والنويات وكذلك الطرق التي تم القياس بها. ففي الطاقات الواطئة استخدمت الصواريخ اما في الطاقات الاخرى فقد استخدمت طرق مختلفة منها التأثير المغناطيسي للارض والبالونات والطرق غير المباشرة ومن ثم زخات الجسيمات او كما يطلق عليها زخات الهواء الممتدة (Extensive air shower). اما المجاميع التالية فتتألف من $5 \ll Z \ll 3$ (L)، $9 \ll Z \ll 6$ (M)، $10 \ll Z$ (H).



شكل (10-14) ملخص القياسات لطيف الطاقة الاولي للاشعة الكونية (البروتونات والنويات) والطرق التي تم القياس بها .

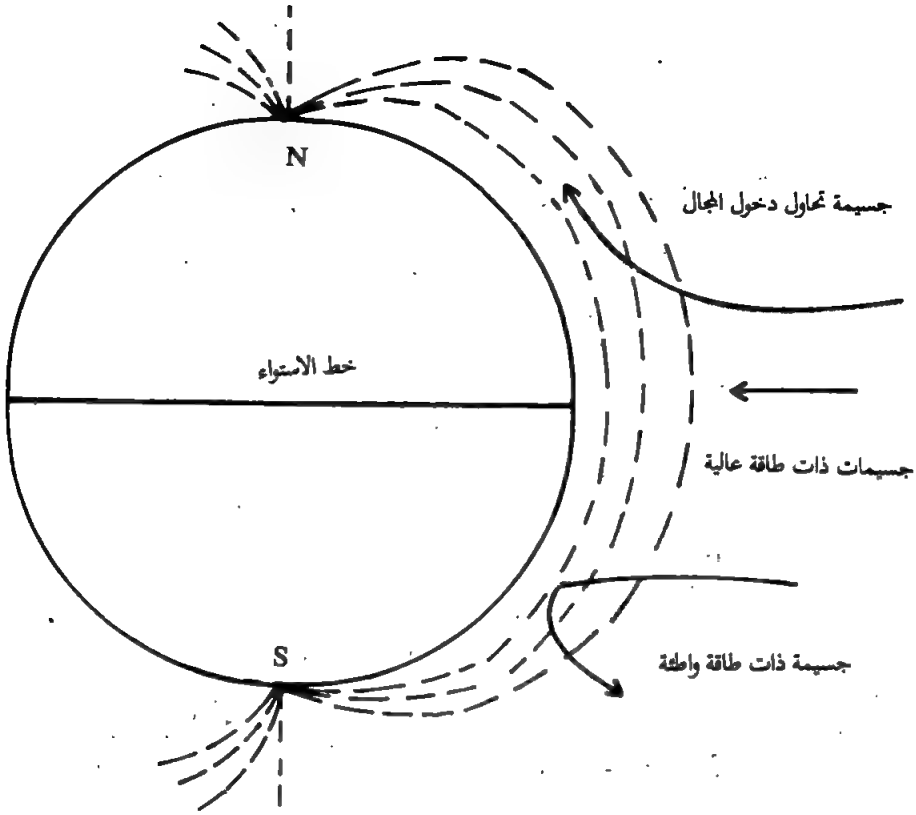
10.18 تأثير خطوط العرض (Latituded effect)

الاشعاع الكوني الاولى عبارة عن جسيمات مشحونة، لذلك فهو يتأثر بالمجال المغناطيسي الارضي او بعبارة اخرى بتأثير خطوط العرض (Latitude effect). فقد وجد ان شدة الاشعة بالقرب من خط الاستواء قليلة اذا ما قورنت بالشدة عند الخطوط العالية او قرب القطبين فأذا فرض بأن الاشعاع الكوني الاولى يصل الى الارض بصورة منتظمة وفي جميع الاتجاهات، اذن فإنه لا يوجد اي تغير مع خطوط العرض الا اذا كانت الجسيمات المشحونة تتعرض خلال دخولها الى قوة قد تمنعها من ذلك. لذلك تمت دراسة تأثير المجال المغناطيسي للارض عليها. ان خطوط المجال تمتد في الغلاف الجوي ماره من القطب الجنوبي الى الشمالي. ان الجسيم المشحون والذي يصل بصورة عامودية الى خط الاستواء ينحرف بشدة نتيجة هذا المجال (ماعدا الجسيمات ذات الطاقة العالية جداً) ان مقدار هذا الانحراف يعتمد على زخم وشحنة هذه الجسيمات. بالحقيقة، في خط الاستواء جميع الجسيمات التي لها طاقة اقل من 10GeV تنحرف بشدة وبذلك لم تستطع الوصول الى الغلاف الجوي للارض. من جهة اخرى فإن الجسيمات التي تصل الارض فإنها تقطع مسافات موازية الى خطوط القوة للمجال المغناطيسي للارض وبذلك فهي لاتنحرف. اما عند القطبين فلاتوجد اي صعوبات من وصول جميع الجسيمات الى الغلاف الجوي. الشكل (10-15) يوضح تأثير المجال المغناطيسي للارض على الاشعة الكونية.

كذلك فإن هناك علاقة رياضية تمثل بأن لكل خط عرض طاقات مسموح بها واخرى غير مسموح بها، حيث يطلق على هذا بقطع الصلادة (Cutoff rigidity) وتنبع المعادلة التي وضعها جوري Jory عام 1956 .

$$Ro(\lambda) = 14.9 \cos^4(\lambda) [1 + 0.018 \sin(\lambda)]^2 \text{GV} \dots\dots\dots(10-22)$$

حيث $Ro(\lambda)$ تمثل قطع الصلادة وتقاس بوحدات GV , λ خط العرض. ان العلاقة بين قطع الصلادة وخطوط العرض معادلة (10-22) يمكن تمثيلها بالشكل (10-16).

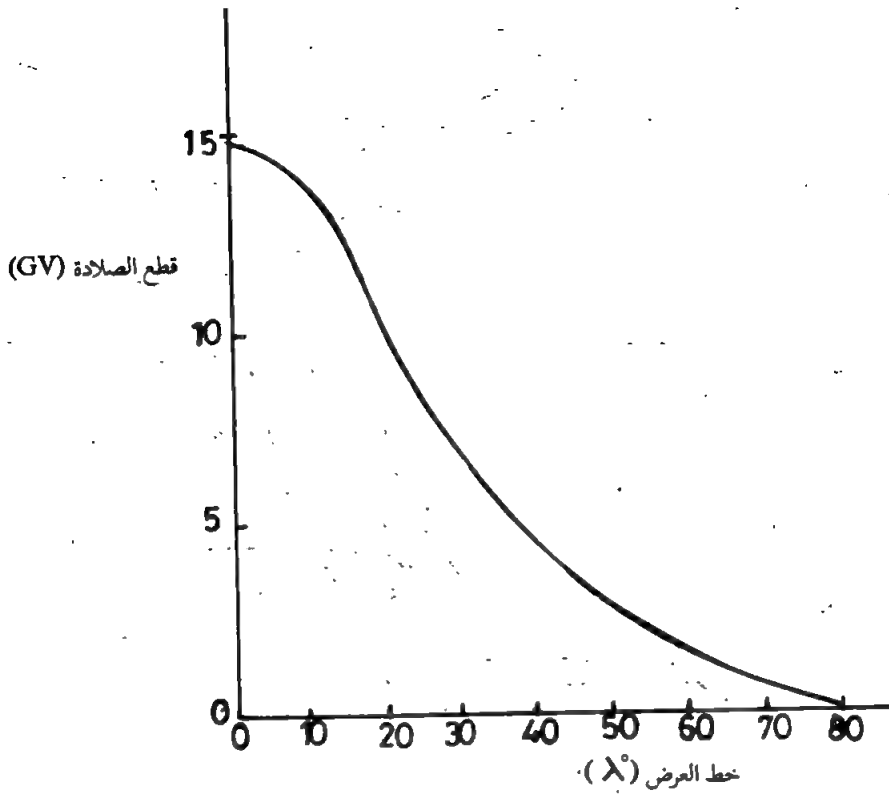


الشكل (10-15) تأثير المجال المغناطيسي للأرض على الاشعة الكونية الأولية.

10.19 الجسيمات الثانوية Secondary particles

تتولد الجسيمات الثانوية نتيجة تعامل البروتونات مع نوى ذرات الغلاف الجوي (نايتروجين واوكسجين) وذلك عند مرورها في الغلاف الجوي . اما النوى الثقيلة فأنها تنشط الى اجزاء او نوى اصغر في كل تصادم حتى تصل الى اصغر وحدة لها وهي البروتون والنيوترون . يطلق على الجسيمات الثانوية والتي تصل الى سطح الارض بـ $(\gamma, e, \mu, k, \Pi, n, p)$.

جسيمات البروتونات (p) ، والنيوترونات (n) ، الكايونات (k) والبايونات (Π) يولدون اثناء التفاعلات النووية اما الميونات (μ) فأنها تتكون نتيجة انحلال الباي ميزون . والالكترن نتيجة انحلال الميو ميزون . اما γ فيتكون من Π^0 .



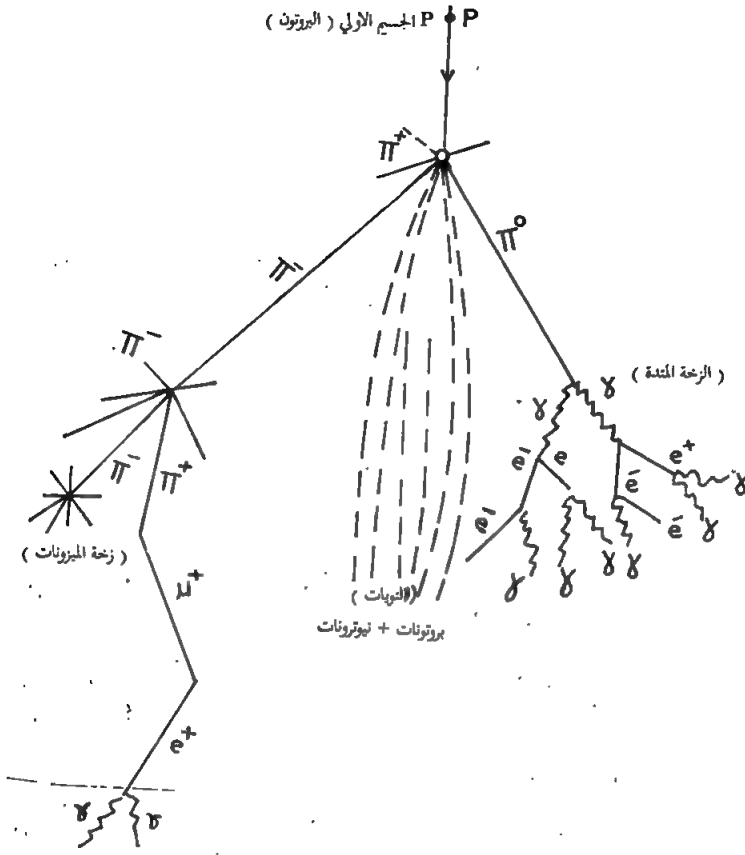
شكل (10-16) العلاقة بين قطع الصلادة وخطوط العرض.

شكل (10-17) يوضح مخططاً لحدث يولد الجسيمات الثانوية بواسطة تفاعل نووي بين الجسيم الأولي البروتون ونواة الغلاف الجوي.

ففي حالة سقوط البروتونات الأولية فإنها تتفاعل تفاعلاً شديداً مع نوى ذرات الهواء وتفقد تقريباً 50% من طاقتها في كل تصادم لإنتاج البايونات والكايونات (المشحونة والمتعادلة) بالإضافة إلى البروتونات والنيوترونات. إن عدد الجسيمات الثانوية المتكونة تعتمد بصورة أساسية على طاقة الجسيم الأولي، حيث تتبع المعادلة التالية:

$$n_s^{\pm,0} = 2E_p^{1/4} \quad \dots\dots\dots(10-22)$$

إن البايونات المتعادلة يحصل لها انحلال إلى فوتونات ($2\lambda \rightarrow \pi^0$) وهذه



شكل (10-17) مخطط يوضح نموذجا ممثلاً لما يحدثه بروتون اولي ذو طاقة عالية بالغلاف الجوي.

الفوتونات تبدأ سلسلة الكترون فوتون (electron-photon Cascade). اما البايونات المشحونة فإن قسماً منها ينحل لعدم كفاية طاقته الى الميو ميزون (μ) والنيوترينو (V). اما البايونات ذات الطاقة العالية فأنها اما ان تدخل في تفاعلات شديدة مرة ثانية او احتمال ان تعيش حتى تصل سطح الأرض وكما هو موضح بالشكل. اما الميونات فأنها تنحل الى الكترونات (بوزترونات) ونيوترينو (نيوترينو مضاد). اما مركز التفاعل الـ (Core) فيحتوي على جميع النيوكليونات (النويات) والجسيمات الأخرى. ان جميع ماتكون من جسيمات خلال هذا التفاعل ومما صاحبه من انحلالات وتفاعلات أخرى يطلق عليها « بالزخة » (shower).

الأسئلة

الفصل الاول

- ١- أحسب أنصاف أقطار النوى التالية مستخدماً ($R_0 = 1.4 \times 10^{-13} \text{ cm}$) .
 U^{238} , Ho^{165} , Cd^{112} , As^{75} , Fe^{56} , O^{16} , He^4
- ٢- أرسم قيم أنصاف الأقطار المسحوبة بالسؤال كدالة الى العدد الكتلي . ثم ناقش النتائج .
- ٣- وضح بأن كثافة النواة مساوية الى $2 \times 10^{17} \text{ kgm/m}^3$
- ٤- كثافة معدن الألمنيوم 2.7 gm/cm^3 . أحسب كثافة نواة الألمنيوم مستخدماً $M_{Al^{27}} = 27.0$, $R_0 = 1.4 \text{ f}$. ثم قارن بين النتيجةين .
- ٥- وضح بأن كثافة المادة النووية مساوية الى 10^5 tons/mm^3 ، أقرض أن كتلة البروتون مساوية الى $1.67 \times 10^{-27} \text{ kgm}$ ونصف قطره $R = R_0 A^{1/3}$ حيث $R_0 = 1.35 \times 10^{-13} \text{ cm}$.
- ٦- وضح بالرسم كيفية توزيع كثافة النويات في النواة .
- ٧- وضح خاصيتين مهمتين للقوة النووية ، ثم وضح كيف أن هاتين الخاصيتين تجعل من القوة النووية قوة تختلف عن قوة كولوم بالنواة .

الفصل الثاني

- 1 - أحسب طاقة الربط النووية ومعدل طاقة الربط النووية الى :
 Pu^{239} , Ca^{40}
- 2 - أحسب طاقة الربط النووية ومعدل طاقة الربط لنواة ${}^{12}_6C$. ثم أحسب الشغل اللازم لفصل بروتون من نواة ${}^{12}_6C$.

- 3 — وضع بأن طاقة الفصل لآخر نيوترون مربوط بشدة في نواة $^{16}_8\text{O}$ هو 15.6 MeV .
- 4 — احسب طاقة الربط لآخر نيوترون يضاف الى نواة ^4_2He او اخر بروتون يضاف الى نواة $^{16}_8\text{O}$. قارن بين هذه القيم وبين معدل طاقة الـ يضاف الى نواة $^{16}_8\text{O}$. قارن بين هذه القيم وبين معدل طاقة الربط النووية .
- 5 — من الممكن فصل الديوترون الى مركباته (البروتون والنيوترون) باستخدام فوتون ذي طاقة 2.22 MeV . فأذا أعطيت كتل كل من النيوترون والبروتون 1.008665 amu و 1.007277 amu . ماهي كتلة الديوترون .
- 6 — باستخدام الكتل الذرية وكذلك كتل البروتون، النيوترون والألكترون . أحسب :

- (a) الطاقة اللازمة لفصل بروتون من ^{13}C .
 (b) الطاقة اللازمة لفصل نيوترون من ^{13}C .
 (c) الطاقة اللازمة لفصل بروتون من ^{56}Fe .
 (d) الطاقة اللازمة لفصل نيوترون من ^{56}Fe .

- قارن بين النتائج في (a, b) مع تلك في (c, d) معطياً تفسيراً لهذا الفرق .
- 7 — وضع بالرسم المشاركة الفعالة لكل من الطاقة الحجمية والطاقة السطحية وطاقة كولوم الى معدل طاقة الربط للنوية الواحدة كدالة الى العدد الكتلي (A) .

- 8 — اذا كان معدل طاقة الربط للنوية الواحدة ولعنصر $^{20}_{10}\text{Ne}$ هو 8 MeV /نوية . أحسب كتلة النيوترون .
- 9 — اذا علمت أن $R_0 = 1.4 \text{ f}$ ، أحسب ارتفاع حاجز الجهد النووي لنواة $^{235}_{92}\text{U}$ وذلك عندما تسقط عليها جسيمات الفا .

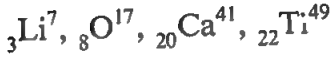
الفصل الثالث

- 1 — أحسب الكتل الذرية الى نواتي ^{37}Cl و ^{40}Ca مستخدماً معادلة الكتلة الشبه تجريبية . قارن النتائج الحاصلة مع النتائج الموجودة في الجداول .
- 2 — استخدام معادلة الكتلة الشبه تجريبية وذلك لحساب :

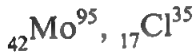
(a) طاقة الانحلال في انحلال جسيم ألفا من نواة $^{238}_{92}\text{U}$ (ملاحظة : طاقة الربط لجسيم ألفا (28MeV) .

(b) الفرق بين كتلتي النواتين $^{64}_{29}\text{Cu}$, $^{64}_{30}\text{Zn}$.

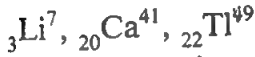
3 — أرسم مستويات الطاقة للنوى التالية موضحاً كيفية مليء مستويات الطاقة بالنيوترونات والبروتونات :



4 — نسبة الى نموذج القشرة، ماهو قيمة البرم والتشابه للنوى التالية في الحالة الأرضية :



5 — نسبة الى نموذج القشرة، ماهو قيمة البرم والتشابه للنوى التالية في (a) الحالة الأرضية (b) أول مستوى طاقة استثارة .



6 — الحالة الأرضية الى $^{137}_{56}\text{Ba}$ هي $3/2 +$ ، بينما أول مستويين للتهيج هما $1/2 +$, $11/2 -$. ماهو الفرق بين المستويات أعلاه والمستويات الناتجة من نموذج القشرة .

7 — برم نواة $^{23}_{11}\text{Na}$ تم قياسية تجريبياً وكانت قيمته $3/2$ ، بينما نموذج القشرة توقع القيمة بـ $(d5/2)$. بين أسباب الاختلاف .

8 — باستخدام نموذج القشرة، بين سبب وجود أكثر من نظير مستقر في حالة (Z) زوجية و (N) فردية .

الفصل الرابع

1 — إذا كان لدينا نموذج من مادة مشعة مثل ^{90}Y فعاليتها (10dps) : مامقدار فعاليتها بعد أسبوعين من استمرارها بالأشعاع . مع العلم أن عمر النصف $(T_{1/2} = 64 \text{ hr})$.

2 — أحسب الوزن بالغرام لنظير ^{214}Pb فعاليته (IC) (كيوري) وعمر النصف (26.8 sec) . عدد أفكادور $6.02 \times 10^{23} (\text{gm-mole})^{-1}$.

3 — فعالية مادة مشعة تقل بمعدل 8 في زمن قدره 30 يوماً. ماهو عمر النصف، معدل العمر وثابت الانحلال.

4 — ثابت الانحلال لكل من اليورانيوم، الراديوم والرادون على التوالي هي :
 $4.9 \times 10^{18} \text{ Sec}^{-1}$

$$1.37 \times 10^{-11} \text{ Sec}^{-1}$$

$$2.09 \times 10^{-6} \text{ Sec}^{-1}$$

أحسب معدل العمر وعمر النصف لهذه النوى .

5 — عنصر الـ Pm^{144} له عمر النصف قدره 365 يوم. كم من الوقت يمكننا أن نتظر حتى تقل الفعالية من (1 mc) الى (10 Uc) .

6 — الثوريوم (Th^{234}) ينحل باعتماداً جسيماً β . بعد 21 يوماً من الانحلال وجد أن (90%) من الكمية الأصلية للثوريوم تنحل. ماهو عمر النصف ومعدل العمر للثوريوم.

7 — لنفرض أنه تم قصف (0.2 gm) من عنصر الكوبلت (Co^{59}) بنيوترونات حرارية شدتها ($2 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2/\text{sec}$) ولمدة دقيقة واحدة. أحسب مقدار الكوبلت. 60 المتولد والنشط إشعاعياً إذا علمت أن عمر النصف له ($T_{1/2}(\text{Co}^{60}) = 5.27 \text{ year}$). أهمل أي انحلال يحدث خلال عملية القصف.

8 — نموذج من الراديوم النقي Ra^{226} فعاليته (100c) كيري وعمر النصف (1622 year) ترك للوصول الى حالة التعادل مع نواتج انحلاله وهي الرادون (Rn^{222}) ($T_{1/2} = 3.82 \text{ dey}$) خلال عدة أشهر. أحسب عدد ذرات الرادون Rn الموجودة في ذلك الوقت.

9 — سترونيوم Sr^{90} ينحل بعمر نصف قدره 28 سنة. ماهي الفترة التي يمكن أن ينتظر حتى تبقى 10% من الكمية الأصلية.

10 — ماهي فعالية جسيمات الفا الصادرة من 1 غم من Pu^{239} .
($T_{1/2} \text{ Pu}^{239} = 24.300 \text{ year}$)

11 — عنصر $_{11}\text{Na}^{27}$ لها عمر نصف قدره (14.96 hrs) أحسب :

(a) ثابت الانحلال بالثانية .

(b) الفعالية لعنصر الصوديوم الحاوي على 5×10^9 ذرة.

12 — الراديوم ^{226}Ra ينحل بعمر نصف قدره 1602 سنة باعثاً جسيمات الفا متحولاً الى الرادون ^{222}Rn غير المستقر والذي ينحل بعمر نصف قدره 3.823 يوم. أحسب:

(a) فعالية Ra في نموذج وزنه (0.001 gm).

(b) فعالية Rn بعد سنة واحدة.

الفصل الخامس

1 — ^{238}U ينحل بعمر نصف قدره 2×10^{10} سنة باعثاً أربع مجاميع لجسيمات الفا أحدهما (4.2 MeV)، فأذا أعتبرنا احتمالية أختراق جسيمات الفا لحاجز الجهد مساوياً الى 10^{-40} ، أحسب عدد التصادمات التي تحدثها هذه الجسيمة قبل خروجها من النواة وكذلك النسبة بين (TD/T α).

2 — أن مدى جسيمات ألفا بالهواء يتحدد بالمعادلة $R(\text{cm}) = 0.318 E^{3/2}$. وأن طاقة جسيمات الفا المنبعثة من أي مادة تتراوح بين (8-4 MeV). فأذا كانت نواة ^{211}Bi تنحل بواسطة جسيمات الفا، باعثة مجموعتين من جسيمات الفا الأولى مسارها في الهواء (4.98 cm) والثانية (5.43 cm) أحسب:

(a) طاقة الأنحلال.

(b) طاقة أشعة كاما المتوقعة من هذا الأنحلال.

3 — ماهو تفسير أنبعاث جسيمات الفا من اليورانيوم - 238 وبطاقة 4.2 MeV مع العلم أن ارتفاع الحاجز الكولومي لليورانيوم 238 هو 23.7 MeV.

4 — من كتل كل من ^{242}Am , ^{242}Cm قرر أي من هذه النواتين تنحل بواسطة أنبعاث جسيمات B، وما هي طاقة أنحلال جسيمات بيتا.

5 — عنصر الراديوم ^{226}Ra ينحل باعثاً ثلاث مجاميع من جسيمات الفا. طاقة كل مجموعة 4.777 MeV، 4.593 MeV و 4.34 MeV وضح أسلوب

وشكل مستوى الطاقة لهذا الانحلال مع حساب طاقات أشعة كاما التي
كشفت عنها أثناء الانحلال .

6 — أذكر الشروط اللازمة لأنحلال β^- و β^+ وعملية مسك الألكترون (EC)
كذلك وضح بأن النظرير المشع $^{64}_{29}\text{Cu}$ يحقق كافة الشروط أعلاه . مع
ذكر المعادلات الخاصة بأنحلال Cu .

7 — نواة عنصر $^{60}_{27}\text{Co}$ تنحل الى إحدى حالات الأستثارة لنواة $^{60}_{28}\text{Ni}$ مع
أنبعاث متواصل الى فوتونات أشعة كاما وبطاقة 1.17 MeV و 1.33
MeV . ماهي طاقة الارتداد لنواة $^{60}_{28}\text{Ni}$ عندما تبعث فوتون بطاقة 1.33
MeV .

8 — بيريوم Be^7 يتحل بواسطة أقتناص الألكترون الى ^7_3Li . أحسب (a)
الطاقة (b) الزخم للنيوترونو المنبعث في هذا الانحلال (c) الطاقة التي تترد
فيها نواة ^7_3Li .

9 — ماهي أقل طاقة للنيوترونو المضاد لكي يحدث التفاعل التالي :



10 — نواة $^{12}_6\text{C}$ في حالة سكون ، تنحل الى نواة $^{14}_7\text{N}$ باعثة جسيمات β^- .
ماهي أقصى سرعة يمكن لنواة $^{14}_7\text{N}$ أمتلاكها .

11 — ماهي الخواص المشتركة بين النيوترونو والفوتون .

12 — أفرض أن جسيمة الفا تتولد خلال نواة نصف قطرها 10^{-12}m وبطاقة
4MeV ، ماعدد التصادمات التي تعملها في الثانية مع الجدار النووي .

13 — عنصر يبعث جسيمات بمجموعتين الأولى طاقتها الحركية K_1 والثانية K_2
وضح بأن أشعة كاما المنبعثة تكون طاقتها :

$$\frac{(K_1 - K_2) \lambda}{A - 4}$$

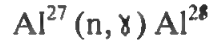
عندما A هو العدد الكلي لنواة الأب .

الفصل السادس

- 1 — أكمل كل من التفاعلات النووية التالية:
 $\text{Li}^7(\text{P}, \text{n})?$, $\text{N}^{14}(\text{ , n})?$, $\text{B}^{10}(\text{n}, \text{)}?$, $\text{N}^{14}(\text{?}, \text{P})$ $\text{C}^{14}, \text{?}(\text{d}, \text{n})$
 $\text{?}(\text{d}, \text{n}) \text{B}^{10}, \text{Al}^{27}(\text{ , ?}) \text{Si}^{28}$.
- 2 — اكتب ثلاثة تفاعلات نووية ممكن استخدامها لإنتاج النواة المشعة $^{32}_{15}\text{P}$ مستخدماً هدفاً مستقر.
- 3 — أحسب من التفاعلات التالية:
 (a) قيمة Q وبين نوع التفاعل
 (b) طاقة العتبة
 $^{18}_8\text{O}(\text{p}, \text{n})^{18}_9\text{F}$, $^{14}_7\text{N}(\text{ , p})^{17}_8\text{O}$, $^{10}_5\text{B}(\text{ , p})^{13}_6\text{C}$
- 4 — طاقة العتبة للتفاعل $^4_2\text{He}(\text{P}, \text{)}^7_3\text{Li}$ هي (1.882 Mer) الفرق بين كتلتي النيوترون والبروتون.
- 5 — التفاعل التالي $^4_2\text{He}(\text{P}, \text{)}^7_3\text{Li}$ يبدأ عندما يسقط بروتون طاقته 1 MeV على هدف الليثيوم. أحسب:
 (a) الطاقة المتوفرة للتفاعل.
 (b) الطاقة المحمولة من قبل مركز الكتلة.
 (c) طاقة العتبة للتفاعل.
- 6 — ينطلق بروتون من التفاعل $^{14}_7\text{N}(\alpha, \text{P})^{17}_8\text{O}$ بنفس اتجاه جسيم الفا الساقط على هدف النايتروجين:
 (a) ماهي طاقة البروتون إذا كانت طاقة جسيم الفا 5 MeV.
 (b) ماهي طاقة $^{17}_8\text{O}$.
- 7 — عنده يصطدم جسيم الفا طاقته 7.3 MeV بهدف من الألمنيوم يحدث التفاعل التالي $^{30}_{14}\text{Si}(\text{ , P})^{27}_{13}\text{Al}$ أحسب:
 (a) الفرق بين كتلة جسيم الفا والبروتون.
 (b) الطاقة المحمولة من قبل مركز الكتلة.
 (c) الطاقة المتوفرة للتفاعل.

8 — قيمة Q. للتفاعل $F^{19}(n, p)O^{19}$ هي (-3.9 MeV) . فإذا كانت طاقة النيوترون الساقط 10 MeV . أحسب طاقة البروتون عندما يقذف بزاوية 90° مع اتجاه الجسم الساقط وكذلك طاقة العتبة للتفاعل.

9 — افرض أن التفاعل التالي يحدث وذلك عندما تأسر نواة الألمنيوم النيوترونات:



فإذا كان المقطع العرضي لأسر النيوترون يساوي (2mb) وأن شدة النيوترونات هي 10^{10} نيوترون لكل $(\text{cm}^2 - \text{Sec})$. أحسب عدد النيوترونات التي تأسر في $(\text{cm}^2 - \text{Sec})$. إذا كانت قطعة الألمنيوم سمكها 6.2 mm وكثافتها 2.7 gm/cm^3 .

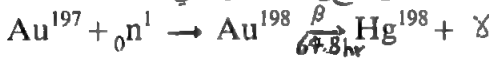
10 — قيمة Q للتفاعل $N^{14}(\alpha, P)O^{17}$ هي (-1.16 MeV) .

(a) أحسب طاقة العتبة للتفاعل أعلاه.

(b) طاقة البروتون عند طاقة العتبة.

11 — صفيحة رقيقة ذهبية وزنها 0.2 gm عرضت ولمدة دقيقتين إلى نيوترونات

حرارية. نتيجة إلى هذا التعريض نتج Au^{198} وكما يلي:

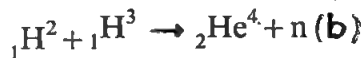
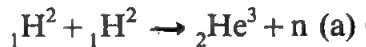


فإذا كان المقطع العرضي لأسر النيوترون هو $(b \text{ } 98)$ وفعالية الصفيحة مباشرة بعد التشعيع $2\mu\text{C}$. أحسب مقدار الفيض النيوتروني الحراري.

12 — أحسب طاقة العتبة للتفاعلات التالية:



13 — أحسب الطاقة المفقودة في التفاعلات الحرارية التالية:



الفصل السابع

- 1 — فسر نموذج القشرة مستخدماً نموذج قطره السائل .
- 2 — عنصر الثوريوم Th^{232} لا يحدث فيه أنشطاز عندما يأسر نيوترون حراري .
وضح بأن طاقة الأستثارة لعنصر الثوريوم هي أقل تقريباً من طاقة التشيع المستخدمة في الأنشطاز .
- 3 — ماهو المقصود بالكتلة الحرجة لليورانيوم في المفاعل .
- 4 — عرف المصطلحات التالية :
عناصر الوقود ، قضبان السيطرة ، المهديء ، العاكس .
- 5 — أفرض بأن عند كل أنشطاز تتحرر نيوترونات تستطيع القيام بأنشطازات إضافية وذلك في تفاعل متسلسل . فأذا بدأنا بالأنشطاز الأول . ماهي الطاقة المتحررة بوحداث (MeV) بعد عشرة أنشطازات ، اذا علمت أن الطاقة المتحررة في كل أنشطاز هي 200 MeV .
- 6 — ماهي أقل طاقة حركية يجب أن يمتلكها النيوترون حتى يؤسر من قبل نواة U^{235} وليكون النواة المركبة التي تدخل في الأنشطاز . اذا علمت أن طاقة التشيع للنواة المركبة تقريباً 6 MeV .
- 7 — أحسب طاقة الربط للنيوترونات الحرارية المضافة الى النوى التالية :
 Th^{227} , U^{238} , U^{235} , Pu^{239} , Pn^{242}
- 8 — أي النوى التالية يمكن تصنيفها كنوى تنشط بواسطة النيوترونات الحرارية .
أحسب الطاقة الحرارية الكلية المتحررة في (a) دوره البروتون — بروتون (b) دوره الكاربون — نايتروجين ، وذلك عندما ١ غم من المادة تنشط تماماً .

الفصل الثامن

- 1 — اذا كان معدل الطاقة اللازمة لانتاج زوج من الأيونات في غاز معين هو 34 eV . ماعدد الأزواج المتكونة بواسطة جسيم الفا طاقته 5.4 MeV .

2. — قارن بين طاقة التوقف للألكترونات، البروتونات وجسيمات الفا، إذا كانت جميعها تسير بسرعة $0.5c$ في الهواء وتحت ظروف طبيعية.
- 3 — أحسب مقدار الطاقة الضائعة للبروتونات وجسيمات الفا التي طاقتها 10 MeV وذلك عند مرورها في صفيحة رقيقة من الألمنيوم سمكها 0.001 cm.
- 4 — عند قيمة $Z = 20$ ، ماهي طاقة الألكترون التي عندها يكون

$$\left(\frac{dE}{dx} \right) = \left(\frac{dE}{dx} \right)$$

- 5 — ماسمك طبقة الرصاص اللازمة لتخفيض شدة أشعة كاما طاقتها 1 MeV الى النصف مع العلم أن معامل الامتصاص للرصاص والى أشعة كاما هو 0.75 cm^{-1} .
- 6 — في عملية توليد الزوج، تحت أي شروط يكون الألكترون والبوزترون قد حملا أعلى قيمة للزخم.
- 7 — فسر الفرق بين الظاهرة الكهروضوئية وظاهرة كومبتن.
- 8 — وضح لماذا يشكل التأين الثانوي الذي تكونه جسيمات بيتا نسبة أكبر من التأين الكلي بعكس ما تحدثه جسيمات الفا.

الفصل التاسع

- 1 — فسر عمل عداد كايكر مولر.
- 2 — فسر عمل عداد التناسب.
- 3 — في المعجل الخطي يتم تعجيل الجسيمة في الفتحة الموجودة بين الأنايب فقط. وضح ذلك.
- 4 — فسر أساسيات الاستقرار الطوري وأهميتها في المعجلات.
- 5 — اذا كان بأستطاعته السايكلترون تعجيل جسيمات الفا حتى 40 MeV.

ماهي الطاقة العظمى التي يمكن الحصول عليها الى ايون C^{6+} في نفس قيم r و H .

6— كيف يتم توليد الأيونات الموجبة كمصادر للمعجلات.

الفصل العاشر

1 — ماهو أكبر عدد من الألكترونات والبوزترونات المتولدة من فوتون طاقته 250 MeV.

2 —وضح بأن الميوميزون (U) المنبعث من انحلال الباي ميزون (π) عند السكون يكون ذو طاقة أحادية. ثم أحسب طاقته الحركية.

3 — π^0 ينحل الى فوتونين يعمل كل منهما زاوية θ مع الاتجاه الأصلي الى π^0 وضح بأن:

$$\sin \theta = E_0/E$$

حيث E_0 طاقة الميزون عند السكون و E طاقة الميزون الكلية.

4 — π^0 ينحل الى فوتونين يعمل كل منهما زاوية 30° مع الاتجاه الأصلي الى π^0 . وضح بأن الطاقة الحركية الى π^0 مساوية الى كتلة السكون.

5 — ماهي طاقة الفوتون لنتاج من انحلال Σ^0 الى جسيمة Λ^0 .

6 — π^- ميزون يمكن توليده في تفاعلات الطاقة العالية مثل $n + \pi^+ \rightarrow p + \pi^0$. ماهي أقل طاقة للنيوترون التي تجعل التفاعل سارياً.

7 — الميوميزون (μ) ينحل بالتفاعل التالي $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ فإذا كانت كتلة السكون للميون هي ($207 m_e$) وكتلة السكون للنيوتريو والنيوترينو المضاد فرضت صفراً. ماهي الطاقة الحركية العظمى والزخم الأعظم للألكترون.

8 — π^- ميزون ينحل كما يلي $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$. أحسب مقدار الزخم والطاقة المحمولة من قبل الميون والنيوترينو.

9- وضح لماذا تكون التفاعلات التالية غير مسموح بها

$$\pi^0 \rightarrow \mu^+ + e^- + \bar{\nu}$$

$$\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p + e^-$$

10 - أي المجاميع من الثلاث كوارك (p, n, λ) تعطينا البروتون والنيوترون .

11 - يتم بناء البايون الموجب والسالب من الكوارك والكوارك المضاد، وضح ذلك .

12 - مانوع الجسيمات الناتجة من مجاميع الكوارك التالية :
 $\bar{\lambda} p, \bar{\lambda} n, \bar{n} p, - \bar{p} n$

13 - عرف الجسيمة التي تنتج من جمع الكوارك الثلاثة ($\lambda \lambda \lambda$) .

14 - وضح بأن جسيمات Ξ^0, Ξ^- تكونت من جمع الكوارك التالية ، $n \lambda \lambda, p \lambda \lambda$.

15 - تكلم عن مصدر الأشعاع الكوني .

16 - وضح لماذا يكون احتمال الحصول على جسيمات ثقيلة ($Z > 2$) على سطح الأرض قليل جداً .

17 - ماهي جسيمات الرنين .

18 - ماذا يقصد بالجسيمة والجسيمة المضادة .

19 - لماذا أطلق على بعض الجسيمات بالجسيمات الغريبة .

المصادر

الكتب

- 1- Elementary modern physics
by Weidner and sells
Allyn and Bacon, Inc. 1960.
- 2- physics of nuclei and particles
by Pierre marmier and Eric Sheldon.
Academic press, Inc., 1969.
- 3- High energy particles.
by B. Rossi.
Prentice-Hall, Inc. 1952.
- 4- The physics of nuclear reaction.
by W.M. Gibson.
Pergamon press 1980.
- 5- Introduction to nuclear physics.
By Enge.
Addison wesley, Inc. 19.
- 6- Nuclear physics.
By Enrico fermi.
University Chicago press, 1950.
- 7- Elements of nuclear physics.
By W. Meyerhof.
Mc Graw Hill. mc. 1967.
- 8- Concepts of nuclear physics.
By B.L. Cohen.
McGrow Hill. mc. 1971.

- 9- Elementary particles and Cosmic rays.
By A. Ramakrishnan.
Pergamon Press. 1962.
- 10- Nuclear science.
By P.J. Grant.
White friars press ltd. 1971.
- 11- Cosmic rays.
by A.W. Wolfendale.
George Newnes Ltd., 1963.
- 12- Cosmic rays at ground level.
by A.W. Wolfendale.
Published by the institute of physics (london).
- 13- Particle and Accelerators.
by R. Gouiran.
Weiden fold and Nicolson ltel., 1967.
- 14- Elementaey modern pdysics.
By Atam P.Arya.
Addison - wesley com pamy 1975.

الدوريات

- 1- Anderson, C.D., phys. Rev. 43. 49. (1933).
- 2- Bacry. H., Nhyts, J., and Nan-Itave. L., Physic, letter, 9.
- 3- Bohr. N., and Wheller, J.A., Phys. Rev., 56. 426, (1939).
- 4- Bethe, H., Ann. physick, 5, 325, (1930), (1932).
- 5- Chadwick, J., Proc. Roy. soe., A136, 692, (1932).
- 6- Chamberlain, O., etal. phys. Rev., 100. 947. (1955).
- 7- Cockroft, J., and Walton, E., Proc. Roy. soc., A137.
- 8- Fowler, W., B., etal, phys. Rev., 91. 1287 (1953).

- 9- Gell-Mann, M., Phys. Rev., 92, 833, (1953).
- 10- Gell-Mann, M., Phys. lett., 8, 214, (1964).
- 11- Gamow, E., C., and Gurney, R., Nature, 122, 439, (1928).
- 12- Jory, F.S, Phys. Rev., 120, 1167, (1956).
- 13- Lattes, c., etal. Nature, 159, 694, (1947).
- 14- Lee, T.D., Nuovo Cim., 35, 933, (1965).
- 15- Langsdorf. A., Phys. Rev., 49, 422, (1936).
- 16- Lawrance. E.O., and Livingston. M.,S., Phys. Rev., 41 (1932).
- 17- Morpurgo, G., Acta Pdys., Hung., 22, 105, (1967).
- 18- Nishijima, k, Prog. Theor. Phys. (Japan), 12, 107, (1959).
- 19- Reines, F., and Cowa, C.L., Jr. phys. Rev., 90, 492 113, 273 (1959).
- 20- Wilson, C., T., R., Proc. Roy. soc., 87, 277, (1921).
- 21- lakawa, H., Proc., phys., Math., soc., (japan), (1935).
- 22- Zwig, G., CERN Preprints, TH(401), Th(412) (1964).

مُتاح للتحميل ضمن مجموعة كبيرة من المطبوعات من صفحة

مكتبتي الخاصة

على موقع ارشيف الانترنت

الرابط

https://archive.org/details/@hassan_ibrahem

المصطلحات

Anterinsic spin	البرم الذاتي
Angular momentum	الزخم الزاوي
Asymmetry energy	طاقة عدم التماثل
Antiparticle	الجسيم المضاد
Annihilation radiation	اشعة الفناء
Accelerators	معجلات
Atomic magic numbers	الاعداد السحرية الذرية
Atomic number	العدد الذري
Activity	الفعالية في النشاط الاشعاعي
Barn	وحدة المقطع العرضي
Breeder reactor	مفاعل التوليد
Baryons group	مجموعة الباريونات
Bremsstrahlung	اشعة التوقف
Branching ratio	النسبة الفرعية
Coupling energy	طاقة الازدواج
Coulomb energy	طاقة كولوم
Center of mass -	نظام احداثيات مركز الكتلة
- coordinate system	
Cross - Section	المقطع العرضي
Compound nucleus	النواة المركبة
Cosmic rays	الأشعة الكونية
Cascade	سلسلة

Compten Scattering	أستطارة كومبتن
Chamer	غرفة
Counter	عداد
Curies	الكيوري
Dynamie equilibrium	توازن حركي
Detector	كاشف
Depletion energy	طاقة الأستنزاف
Enriched	مخصب
Elementary particles	الجسيمات الأولية
Extensive air shower	زخات الهواء الممتدة
Element	عنصر
Equivelent thickness	السماك المكافئ
Endoergic	التفاعل الماص للطاقة
Exoergic	التفاعل المحرر للطاقة
Fission chain reaction	تفاعل الانشطار المتسلسل
General flux	الفيض العام
Half life	عمر النصف
Isotopic spin	برم نظائري
Intensity	شدة
Isobars	المتكاثلات أو المتوازات (نوى متساوية بالكتلة)
Impact parameter	معامل التصادم
Ions	الأيونات
Isotopes	نظائر بروتينية
Nuclear Potential barrier	حاجز الجهد النووي
Nuclear (interaction)	تفاعل نووي
Nuclear fission	الانشطار النووي
Nuclear reactor	المفاعلات النووية

محسب يوسف الدويهي

Nuclear fusion	الاندماج النووي
Nuclear well	جدار النواة
Nucleus	نواة
Nuclei	(جمع نواة)
Neutron Capture Cross-Section	المقطع العرضي لأسر النيوترون
Nuclear reaction	تفاعل نووي
Orbital angular momentum	الزخم الزاوي المداري
Optical model	النموذج البصري
photo electric effect	الظاهرة الكهروضوئية
Pair production	إنتاج الزوج
Particle:	جسيم
Isotons	نظائر نيوترونية
Isomers	النويات المتشابهة في كل شيء سوى الطاقة
internal conversion	التحول الداخلي
lepton group	مجموعة اللبتون
Latitude effect	تأثير خطوط العرض
mass defect	العيب الكتلي
Mass number	العدد الكتلي
Mirror nuclei	النوى المرآتية
Mesons group	مجموعة الميزونات
Multiplcation	مضاعفة ، تكاثر
mean life	معدل العمر
Nuclear magneton	المكثيتون النووي
Nucleon	النوية (نكليون)
Nuclear binding energy	طاقة الربط النووية
Nuclear force	القوة النووية
Positronium atom	ذرة البوزيترونيم
phase stability	الأستقرارية الطوري

Photo - disintegration	أنحلال الفوتون
parity	التماثل
Quarks	الكوارك
Radio activity	النشاط الإشعاعي
β -rays	أشعاعات بيتا
α -Particles	جسيمات الفا
γ -rays	أشعاعات كاما
Resonances	الرنين
Reproduction factor	معامل التكاثر
Radiation	أشعاع
Range	مدى
Radio aitive decay	الأنحلال الإشعاعي
Relative stopping power	طاقة التوقف النسبية
rigidity	الصلادة
Scattering	الاستطارة
Thermonuclear reaction	التفاعلات النووية الحرارية
Transient equilibrium	التوازن الأنتقالي أو الوقتي
Tunnal effect	ظاهرة النفق
Unitary matrices	المصفوفات الموحدة
Unitray spin	البرم الموحد
Volume energy	الطاقة الحجمية

محمد يوسف الدويهي

ملحق رقم (1)
قيم للثوابت الفيزيائية (MKSA)

الثابت	الرمز	القيمة
سرعة الضوء في الفراغ	C	$2.99792 \times 10^8 \text{ m/Sec.}$
ثابت الجذب	G	$60670 \times 10^{-11} \text{ N-m}^2/\text{kg}^2$
ثابت أفكادرو	N	$6.02252 \times 10^{26} (\text{kmole})^{-1}$
ثابت قوة كولوم	$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$	$8.98755 \times 10^9 \text{ N-m}^2/\text{coul}^2$
وحدة الشحنة	e	$1.60210 \times 10^{-19} \text{ coul}$
ثابت بلاتك	h	$6.6255 \times 10^{-34} \text{ Joule-sec.}$
وحدة الكتلة	$\hbar (= h/2\pi)$	$1.05449 \times 10^{-34} \text{ Joule-scc.}$
كتلة السكون للألكترون	U	$1.66043 \times 10^{-27} \text{ kg} = 931.47 \text{ MeV}/c^2$
	m_e	$9.10908 \times 10^{-31} \text{ kg} = 0.00054 \text{ 859 U}$
		$0.511006 \text{ MeV}/c$
كتلة السكون للبروتون	m_p	$1.67252 \times 10^{-27} \text{ kg} = 1.0072766 \text{ U}$
		$= 938.256 \text{ MeV}/c$
كتلة السكون للنيوترون	m_n	$1.67482 \times 10^{-27} \text{ kg} = 1.0086654 \text{ U}$
		$= 939.550 \text{ MeV}/c$
الألكترون فولت	IeV	$1.60210 \times 10^{-14} \text{ joule}$
بور مكينتون	μ_B	$9.2732 \times 10^{-24} \text{ joule/T}$
المكينتون النووي	μ_N	$5.0505 \times 10^{-27} \text{ joule/T}$

ملحق رقم (2)

جدول الكتل النووية

الجدول يوضح الكتل النووية لجميع العناصر موضحاً عليها العدد الذري (*). تمثل النظائر النشطة إشعاعياً.

الرمز	العدد الكلي	الكتلة amu	الرمز	العدد الكلي	الكتلة (amu)
${}^0_0\text{n}$	1*	1.008665	${}^{16}_{16}\text{S}$	32	31.972074
${}^1_1\text{H}$	1	1.007825		33	32.971462
${}^1_1\text{D}$	2	2.014102		34	33.967865
${}^1_1\text{T}$	3*	3.016050		36	35.967089
${}^2_2\text{He}$	3	3.016030	${}^{17}_{17}\text{Cl}$	35	34.968851
	4	4.002603		36*	35.968309
${}^3_3\text{Li}$	6	6.015125		37	36.965898
	7	7.016004	${}^{18}_{18}\text{A}$	36	35.967544
${}^4_4\text{Be}$	9	9.012186		38	37.962728
	10*	10.013534		39*	38.964317
${}^5_5\text{B}$	10	10.012939		40	39.962384
	11	11.009305		42*	41.963048
${}^6_6\text{C}$	12	12.000000	${}^{19}_{19}\text{K}$	39	38.963710
	13	13.003354		40*	39.964000
	14*	14.003242		41	40.961832
${}^7_7\text{N}$	14	14.003074	${}^{20}_{20}\text{Ca}$	40	39.962589
	15	15.000108		41*	40.962275
${}^8_8\text{O}$	16	15.994915		42	41.958625
	17	16.999133		43	42.958780
	18	17.999160		44	43.955492
${}^9_9\text{F}$	19	18.998405		46	45.953689
${}^{10}_{10}\text{Ne}$	20	19.992440		48	47.952531
	21	20.993849	${}^{21}_{21}\text{Sc}$	45	44.955920
	22	21.991385	${}^{22}_{22}\text{Ti}$	44*	43.959572
${}^{11}_{11}\text{Na}$	22*	21.994437		46	45.952632
	23	22.989771		47	46.951768
${}^{12}_{12}\text{Mg}$	24	23.985042		48	47.947950
	25	24.986809		49	48.947870
	26	25.982593		50	49.944786
${}^{13}_{13}\text{Al}$	26*	25.986892	${}^{23}_{23}\text{V}$	50*	49.947164
	27	26.981539		51	50.943961
${}^{14}_{14}\text{Si}$	28	27.976929	${}^{24}_{24}\text{Cr}$	50	49.946054
	29	28.976406		52	51.940513
	30	29.973763		53	52.940653
	32*	31.974020		54	53.938882
${}^{15}_{15}\text{P}$	31	30.973765	${}^{25}_{25}\text{Mn}$	55	54.938050

الرمز	العدد الكلي	الكتلة (amu)	الرمز	العدد الكلي	الكتلة amu
²⁶ Fe	54	53.939616		83	82.914131
	55*	54.938299		84	83.911503
	56	55.939395		85*	84.912523
	57	56.935398		86	85.910616
	58	57.933282	³⁷ Rb	85	84.911800
	60*	59.933964		87*	86.909186
²⁷ Co	59	58.933189	³⁸ Sr	84	83.913430
	60*	59.933813		86	85.909285
²⁸ Ni	58	57.935342		87	86.908892
	59*	58.934342		88	87.905641
	60	59.930787		90*	89.907747
	61	60.931056	³⁹ Y	89	88.905872
	62	61.928342	⁴⁰ Zr	90	89.904700
	63*	62.929664		91	90.905642
²⁹ Cu	64	61.927958		92	91.905031
	63	62.929592		93*	92.906450
	65	64.927786		94	93.906313
³⁰ Zn	64	63.929145		96	95.908286
	66	65.926052	⁴¹ Nb	91*	90.906860
	67	66.927145		92*	91.907211
	68	67.924857		93	92.906382
	70	69.925334	⁴² Mo	94*	93.907303
³¹ Ga	69	68.925574		92	91.906810
	71	70.924706		93*	92.906830
³² Ge	70	69.924252		94	93.905090
	72	71.922082		95	94.905839
	73	72.923462		96	95.904674
	74	73.921181		97	96.906021
	76	75.921405		98	97.905409
³³ As	75	74.921596		100	99.907475
³⁴ Se	74	73.922476	⁴³ Tc	97*	96.906340
	76	75.919207		98*	97.907110
	77	76.919911		99*	98.906249
	78	77.917314	⁴⁴ Ru	96	95.907598
	79*	78.918494		98	97.905289
	80	79.916527		99	98.905936
	82	81.916707		100	99.904218
	79	78.918329		101	100.905577
³⁵ Br	81	80.916292		102	101.904348
	78	77.920403		104	103.905430
³⁶ Kr	80	79.916380	⁴⁵ Rh	103	102.905511
	81*	80.916610	⁴⁶ Pd	102	101.905609
	82	81.913482		104	103.904011

الرمز	الكتلة (amu)	العدد الكتلي	الرمز	الكتلة (amu)	العدد الكتلي
	105	104.905064		126	125.904288
	106	105.903479		128	127.903540
	107*	106.905132		129	128.904784
	108	107.903891		130	129.903509
47Ag	110	109.905164		131	130.905085
	107	106.905094	c	132	131.904161
	109	108.904756		134	133.905815
48Cd	106	105.906463		136	135.907221
	108	107.904187	55Cs	133	132.905355
	109*	108.904928		134*	133.906823
	110	109.903012		135*	134.905770
	111	110.904188		137*	136.906770
	112	111.902762	56Ba	130	129.906245
	113	112.904408		132	131.905120
	114	113.903360		133*	132.905879
	116	115.904762		134	133.904612
49In	113	112.904089		135	134.905550
	115*	114.903871		136	135.904300
50Sn	112	111.904835		137	136.905500
	114	113.902773		138	137.905000
	115	114.903346	57La	137*	136.906040
	116	115.901745		138*	137.906910
	117	116.902958		139	138.906140
	118	117.901606	58Ce	136	135.907100
	119	118.903313		138	137.905830
	120	119.902198		140	139.905392
	121*	120.904227		142*	141.909140
	122	121.903441	59Pr	141	140.907596
	124	123.905272	60Nd	142	141.907663
51Sb	121	120.903816		143	142.909779
	123	122.904213		144*	143.910039
	125	124.905232		145	144.912538
52Te	120	119.904023		146	145.913086
	122	121.903064		148	147.916869
	123*	122.904277		150	149.920960
	124	123.902842	61Pm	145*	144.912691
	125	124.904418		146*	145.914632
	126	125.903322		147*	146.915108
	128	127.904476	62Sm	144	143.911989
	130	129.906238		146*	145.912992
53I	127	126.904070		147*	146.914867
	129*	128.904987		148*	147.914791
54Xe	124	123.906120		149*	148.917180

الرمز	الكتلة (amu)	العدد الكلي	الرمز	الكتلة (amu)	العدد الكلي
	150	149.917276	71 Lu	173*	172.938800
	151*	150.919919		175	174.940640
	152	151.919756		176*	175.942660
	154	153.922282	72 Hf	174*	173.940360
63 Eu	151	150.919838		176	175.941570
	152*	151.921749		177	176.943400
	153	152.921242		178	177.943880
	154*	153.923053		179	178.946030
	155*	154.922930		180	179.946820
64 Gd	148*	147.918101	73 Ta	180	179.947544
	150*	149.918605		181	180.948007
	152*	151.919794	74 W	180	179.947000
	154	153.920929		182	181.948301
	155	154.922664		183	182.950324
	156	155.922175		184	183.951025
	157	156.924025		186	185.954440
	158	157.924178	75 Re	185	184.953059
	160	159.927115		187*	186.955833
65 Tb	159	158.925351	76 Os	184	183.952750
66 Dy	156*	155.923930		186	185.953870
	158	157.924449		187	186.955832
	160	159.925202		188	187.956081
	161	160.926945		189	188.958300
	162	161.926803		190	189.958630
	163	162.928755		192	191.961450
	164	163.929200		194*	193.965229
67 Ho	165	164.930421	77 Ir	191	190.960640
	166*	165.932289		193	192.963012
68 Er	162	161.928740	78 Pt	190*	189.959950
	164	163.929287		192	191.961150
	166	165.930307		194	193.962725
	167	166.932060		195	194.964813
	168	167.932383		196	195.964967
	170	169.935560		198	197.967895
69 Tm	169	168.934245	79 Au	197	196.966541
	171*	170.936530	80 Hg	196	195.965820
70 Yb	168	167.934160		198	197.966756
	170	169.935020		199	198.968279
	171	170.936430		200	199.968327
	172	171.936360		201	200.970308
	173	172.938060		202	201.970642
	174	173.938740		204	203.973495
	176	175.942680	81 Tl	203	202.972353

الرمز	العدد الكتلي	الكتلة (amu)	الرمز	العدد الكتلي	الكتلة (amu)
	204*	203.973865	Tn	220*	220.011401
	205	204.974442	Rn	222*	222.017531
Ra E''	206*	205.976104	⁸⁷ Fr		
Ac C''	207*	206.977450	Ac K	223*	223.019736
Th C''	208*	207.982013	⁸⁸ Ra		
Ra C''	210*	209.990054	Ac X	223*	223.018501
⁸² Pb	202*	201.927997	Th X	224*	224.020218
	204*	203.973044	Ra	226*	226.025360
	205*	204.974480	Ms Th ₁	228*	228.031139
	206	205.974468	⁸⁹ Ac	227*	227.027753
	207	206.975903	Ms Th ₂	228*	228.031080
	208	207.976650	⁹⁰ Th		
Ra D	210*	209.984187	Rd Ac	227*	227.027706
Ac B	211*	210.988742	Rd Th	228*	228.028750
Th B	212*	211.991905		229*	229.031652
Ra B	214*	213.999764	Io	230*	230.033087
⁸³ Bi	207*	206.978438	UY	231*	231.036291
	208*	207.979731	Th	232*	232.038124
	209	208.980394	UX ₁	234*	234.043583
Ra E	210*	209.984121	⁹¹ Pa	231*	231.035877
Th C	211*	210.987300	UZ	234*	234.043298
	212*	211.991876	⁹² U	232*	232.037168
Ra C	214*	213.998686		233*	233.039522
	215*	215.001830		234*	234.040904
⁸⁴ Po	209*	208.982426	Ac U	235*	235.043915
Ra F	210*	209.982876		236*	236.045637
Ac C'	211*	210.986657	Ul	238*	238.048608
Th C'	212*	211.989629	⁹³ Np	235*	235.044049
Ra C'	214*	213.995201		236*	236.046624
Ac A	215*	214.999423		237*	237.048056
Th A	216*	216.001790	⁹⁴ Pu	236*	236.046071
Ra A	218*	218.008930		238*	238.049511
⁸⁵ At	215*	214.998663		239*	239.052146
	218*	218.008607		240*	240.053882
	219*	219.011290		241*	241.056737
⁸⁶ Rn				242*	242.058725
An	219*	219.009481		244*	244.064100

متاح للتحميل ضمن مجموعة كبيرة من المطبوعات من صفحة

مكتبتي الخاصة

على موقع ارشيف الانترنت

الرابط

https://archive.org/details/@hassan_ibrahem

مطبعة جامعة البصرة

محسن يوسف اللواتي



INTRODUCTION TO NUCLEAR PHYSICS

رقم الايداع في المكتبة الوطنية ببغداد

(٢٥٨) لسنة ١٩٨٨

طبع على نفقة جامعة البصرة

مطبعة جامعة البصرة